Untersuchung der Ne-K-Fluoreszenzausbeute in atomaren Stoßprozessen mit energetischen Ionen

INAUGURALDISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der
Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Dieter Schneider
aus Berlin

Februar 1975

Untersuchung der Ne-K-Fluoreszenzausbeute in atomaren Stoßprozessen mit energetischen Ionen

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Dieter Schneider

aus Berlin

- Februar 1975 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. A. H. Lindenberger
2. Gutachter: Priv. Doz. Dr. J. Biersack

Tag der Promotion 6. MRZ. 1975

I n h a l t

Seite

Zusammenfassung 1

1. Einleitung 4

2. Grundlagen zur Fluoreszenzausbeute und Mehrfachionisation in Ion-Atomstoßprozessen 10

2.1 Anregungs- und Zerfallsmechanismen bei der Streuung geladener Teilchen an Atomen 11

2.2 Definitionen zur Bestimmung der Fluoreszenzausbeute 17

2.3 Fluoreszenzausbeute und Mehrfachionisation 23

3. Versuchsaufbau

3.1 Übersicht 28

3.2 Eigenschaften und Messung des Ionenstrahls 29

3.3 Streukammer, Gastarget und Elektronenspektrometer 34

3.4 Durchflußzählrohr 36

3.5 Elektronischer Aufbau 39

3.6 Fokussierendes Kristallspektrometer 41

4. Methode zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte für Auger-Elektronen und Röntgenemission in Atomstoßprozessen 45

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0029

5. Meßergebnisse und Analysen

5.1 Übersicht 51

5.2 Bestimmung mittlerer Ne-K-Fluoreszenzausbeuten bei der Streuung leichter Projektilionen am Neon 52

5.3 Relative Satellitenlinienintensitäten in Protonen induzierten Ne-K-Augerspektren 60

5.4 Relative Satellitenlinienintensitäten in Protonen und Elektronen induzierten Ne-K-Röntgenspektren 71

5.5 Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute vom Ladungszustand des Targetatoms Neon 76

5.6 Totaler Ionisationsquerschnitt und mittlerer Fluoreszenzausbeute von Neon als Funktion des Ladungszustandes schwerer, hochenergetischer Projektilionen 80

6. Schlußfolgerung 90

Anhang: Bemerkungen zur Feinstrukturaufspaltung in hochaufgelösten Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren 94

Literaturverzeichnis 98

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Fluoreszenzausbeute für die K-Schale des Neons in verschiedenen Ion-Atom Streuprozessen untersucht. Dazu wurde die mittlere Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ in den Stoßprozessen durch Messung absoluter Wirkungsquerschnitte für Röntgen- und Auger-Elektronenemission bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen zeigen eine Abhängigkeit von $\bar{\omega}_K$ von der Art und Energie der Projektilionen. Diese Abhängigkeit wird auf einen in verschiedenen Stoßprozessen unterschiedlich erzeugten Grad der Ionisation des Targetatoms zurückgeführt. Zur näheren Untersuchung wurden aus den Intensitäten der Satellitenlinien in hochaufgelösten Emissionsspektren, Wahrscheinlichkeiten für die Erzeugung einzelner Leerstellenverteilungen bestimmt. Hieraus konnten, kombiniert mit den gemessenen mittleren Fluoreszenzausbeuten, die Fluoreszenzausbeuten zu einzelnen Leerstellenverteilungen empirisch bestimmt werden. Diese Fluoreszenzausbeuten zeigen direkt die Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute von der Zahl der Leerstellen in den äußeren Schalen des Neonatoms. Die empirisch bestimmten Werte können mit theoretischen Werten und bisher unsicheren, ebenfalls empirischen Werten anderer Autoren verglichen werden.

Die Messungen wurden im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Berlin, an der Universität von Washington, Seattle, USA, und der Universität von Texas, Austin, USA, im Rahmen von Gasttätigkeiten durchgeführt.Die hier behandelten Messungen und Ergebnisse sind in den folgenden Punkten A bis D zusammengefaßt:

A Es wurden Messungen mit H^+, $He^+ \rightarrow Ne$ im Energiebereich von 100 keV bis 5 MeV durchgeführt:

1. Auger- und Röntgenspektren wurden simultan mit 2.6 % (FWHM) Auflösung im Energiebereich von 100 - 600 keV und bei 5 MeV gemessen. Auger-Spektren

wurden bei Protonenenergien von 2 MeV und 4.2 MeV mit 1.1 % (FWHM) Auflösung aufgenommen. Aus den relativen Satellitenlinienintensitäten in den Auger-spektren ergibt sich ein Anstieg der mittleren Ladung für die äußere Schale von 0.3 auf 0.8 mit fallender Protonenenergie. Diese starke, auf eine Mehrfachionisation des Targetatoms zurückzuführende Energieabhängigkeit des Ladungszustandes ist Ursache für einen leichten Anstieg der mittleren Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ um etwa 12 %. Es wird gezeigt, daß für hohe Teilchenenergien die Ionisationswahrscheinlichkeit durch den nahezu energieunabhängigen "electron shake-off"-Prozeß bestimmt wird.

2. Die mittlere Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ liegt für Messungen mit 400 keV He^+-Ionen um 20 % höher als der für 400 keV Protonen bestimmte Wert von $\bar{\omega}_K$. Diese Erhöhung reflektiert einen Anstieg der Wahrscheinlichkeit für Mehrfachionisation beim Übergang zu schwereren Projektilionen.

B Es wurden hochaufgelöste Ne K Röntgenspektren mit 150 keV bis 6 MeV Protonen und 1.3 keV Elektronen aufgenommen. Aus den Röntgenspektren wurde die Energieabhängigkeit der Ne-K-Röntgensatellitenlinien bestimmt sie weicht von der aus den Auger-Spektren bestimmten nur geringfügig ab.

C Mit Hilfe der Ergebnisse unter A und B konnten Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ für einzelne Leerstellenverteilungen KL^i (i ist die Zahl der Leerstellen in der L-Schale des Neons) abgeleitet werden. Die $\bar{\omega}_K(i)$ wurden aus relativen Satellitenlinienintensitäten der Auger- und Röntgenspektren, kombiniert mit gemessenen mittleren Fluoreszenzausbeuten, bestimmt. Im Rahmen

der Analyse wurde für die Wahrscheinlichkeit der Leerstellenerzeugung eine Binominalverteilung angenommen. Die Übereinstimmung mit theoretischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werten für maximal drei durch Protonen erzeugte Leerstellen in der L-Schale ist gut.

D Um die in der Literatur mehrfach beobachtete starke Abhängigkeit der Röntgenemissionsquerschnitte von Projektilladungszustand zu erklären, wurden aus Röntgen- und Auger-Spektren, die mit 50 MeV Cl^{n+}-Ionen erzeugt wurden, absolute Wirkungsquerschnitte σ_X, σ_A bestimmt. Es wird gezeigt, daß der Anstieg von σ_X um einen Faktor 20 mit wachsendem Ladungszustand n in erster Linie auf einen Anstieg von $\bar{\omega}_K$ um den Faktor 7.2 zurückzuführen ist. Der Anstieg des Ionisationsquerschnittes $\sigma_K = \sigma_X + \sigma_A$ um einen Faktor 2.8 kann mit der Abnahme der Abschirmung der Kernladung des Projektils mit wachsendem n erklärt werden. Es wurde der Versuch gemacht, den Anstieg der Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ durch die in dieser Arbeit und früher ermittelten $\bar{\omega}_K(i)$-Werte zu deuten. Mit diesen Werten wurden $\bar{\omega}_K$-Werte aus Messungen mit Cl^{11+}- und Cl^{13+}-Ionen innerhalb des absoluten Fehlers für $\bar{\omega}_K(\pm 25\ \%)$ erklärt. Der aus Messungen mit Cl^{7+}-Ionen bestimmte Wert von $\bar{\omega}_K$ konnte durch die $\bar{\omega}_K(i)$-Werte nicht bestätigt werden.

1. Einleitung

Ein Atom kann durch unelastischen Stoß mit einem geladenen Teilchen (Elektron, Ion) angeregt und ionisiert werden. Resultiert der Stoß in der Erzeugung einer oder mehrerer Leerstellen in inneren und äußeren Schalen des Targetatoms, so zerfallen diese hochangeregten Zustände nach Trennung der Stoßpartner unter Emission von Auger-Elektronen bzw. charakteristischer Röntgenstrahlung.

Aus der Spektroskopie der Auger-Elektronen wie der emittierten Röntgenquanten lassen sich Aussagen über die Anregungsmechanismen in Ion-Atomstößen gewinnen.

Die experimentellen Ansätze bei der Untersuchung der Ionisation innerer Atomschalen lassen sich in zwei Kategorien unterteilen:

a) Spektroskopie mit hohem Auflösungsvermögen vermittelt Informationen über die Energien der angeregten Zustände und über das Zerfallsschema.

b) Ausbeutemessungen (meist mit geringerem Auflösungsvermögen) dienen der Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Leerstellen in inneren Schalen und ebenso der Ermittlung der Fluoreszenzausbeuten (d.h. der Verzweigungsverhältnisse für Elektronen- bzw. Röntgenemission im Zerfallsprozeß).

Im letzten Jahrzehnt sind mit diesen Methoden erhebliche Fortschritte bei der Untersuchung der Anregung innerer Atomschalen in Atomstoßprozessen erzielt worden (Rud 72a; Og 72; Ke 73; Gar 73). Die dominierende Methode ist dabei die bereits 1934 von Coates (Coa 34) angewandte Messung der charakteristischen Röntgenstrahlung. Der größte Teil dieser Messungen wurde mit festen Targets durchgeführt, was Schwierigkeiten in der Interpretation der gewonnenen Daten hinsichtlich der absoluten Wirkungsquerschnitte für die Ionisation der inneren Schalen beinhaltet. Diese Schwierigkeiten rühren von der Mehrfachstreuung des Ions im Festkörpertarget her. Untersuchungen mit Hilfe von dünnen Gastargets, bei denen die Bedingungen für Einzelstöße

gewährleistet sind, ermöglichen entsprechend genauere Aussagen. Für verschiedene Stoßsysteme wurden von den Autoren (Sa 70,71; Ha 73; Ta 73a, b; Ni 73; Sto 73e; Lan 73) absolute Wirkungsquerschnitte für die Röntgenemission angegeben. Um aus den Wirkungsquerschnitten für die Röntgenemission auf die Gesamtionisation der inneren Schalen schließen zu können, ist die Kenntnis der Fluoreszenzausbeute erforderlich. Ein zusammenfassender Bericht hierüber ist von Baris (Ba 72) veröffentlicht worden. Ein Überblick über die verschiedenen Methoden zur experimentellen und theoretischen Bestimmung von Fluoreszenzausbeuten ist bei Fink et al. (Fi 66) und Bambynek et al. (Bam 72) zu finden.

In Atomstoßprozessen kann die mittlere Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ für eine bestimmte Schale aus den absoluten Wirkungsquerschnitten für die Röntgenemission σ_X und die Auger-Elektronenemission σ_A bestimmt werden ($\bar{\omega} = \sigma_X/(\sigma_A + \sigma_X)$). Bei verschiedenen Stoßprozessen werden im allgemeinen verschiedene Defekte in den äußeren Schalen erzeugt, was zu unterschiedlichen Strukturen in den Emissionsspektren führt. In den Emissionsspektren werden zwei Klassen von Linien unterschieden. Die beim Zerfall eines, nur in einer inneren Schale ionisierten Atoms auftretenden Linien, werden als Normallinien bezeichnet. Werden die äußeren Schalen des Atoms ebenfalls angeregt, bzw. ionisiert, so treten zusätzlich zu den Normallinien die sogenannten Satellitenlinien auf. Von verschiedenen Autoren (Sto 72, 73 a-c; Kr 71a, b; Sch 73) konnte gezeigt werden, daß der Anteil der Satellitenlinien an der Gesamtintensität eines Neonspektrums sich bei Beschuß mit hochenergetischen Protonen, Elektronen und Photonen nicht ändert. Jedoch bereits beim Übergang zu langsameren Protonen zeigt sich eine erhebliche Variation der relativen Satellitenlinienintensität (Ed 68; Vo 72; Sto 72, 73 a-c; Kr 71a; Sch 73; Wat 73). Werden schwerere Projektilionen verwendet, so nimmt die Intensität der Satellitenlinien eine dominierende Rolle ein.

Erste Hinweise auf den Zusammenhang zwischen Mehrfachionisation und Fluoreszenzausbeuten ergaben sich aus Messungen

von Saris und Onderdelinden (Sa 70). Diese Autoren haben erstmalig gezeigt, daß sich die Fluoreszenzausbeute für die L-Schale des Argons nach Protonenbeschuß wesentlich von der Ausbeute nach Beschuß mit Ar^+-Ionen unterscheidet. Zu ähnlichen Ergebnissen kamen dann die Autoren (To 71,72; Th 73; Lan 73; Sto 73d, 74b). Die meisten dieser Autoren kombinierten jedoch Wirkungsquerschnitte für Röntgen- und Auger-Elektronenemission, die an verschiedenen Laboratorien gemessen wurden. In einigen Fällen ist die Entscheidung schwierig, ob tatsächlich eine Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute von der Art des Projektils vorhanden ist oder ob sie ein Resultat der Kombination experimenteller Unsicherheiten aus unterschiedlichen Experimenten ist. Solche Unsicherheiten können wesentlich reduziert werden, wenn die emitterte Röntgenstrahlung und die Auger-Elektronen in einer Apparatur simultan gemessen werden. Ein derartiges Meßverfahren wurde erstmalig von Burch et al.(Bu 72b) am Beispiel des Neons in Stoßprozessen mit hochenergetischen leichten und schwereren Ionen (5 MeV H^+, 30 MeV O^{5+}) angewendet. Dabei wurde ebenfalls eine Erhöhung der Fluoreszenzausbeute für die K-Schale des Neons beim Übergang zu den schwereren Projektilen nachgewiesen. Diese Änderung der Fluoreszenzausbeute wurde durch kürzlich durchgeführte Messungen hochaufgelöster Ne-K-Röntgenemissions- und Auger-Elektronenspektren von den Autoren (Kau 74; Mat 74b, c) deutlich. Dabei wurde erstmalig direkt gezeigt, wie die mittlere Fluoreszenzausbeute von der primär im Stoß erzeugten Leerstellenverteilung im Targetatom (Ne) abhängt. In den entsprechenden Analysen wurden von Stolterfoht et al. (Sto 74e) und Matthews et al. (Mat 74b) halbempirische Fluoreszenzausbeuten für einzelne Leerstellenverteilungen bestimmt. Bei einem Vergleich dieser Werte mit theoretischen Fluoreszenzausbeutewerten, ergaben sich für Leerstellenverteilungen mit mehr als drei primären Leerstellen in den äußeren Schalen, erhebliche Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen für die Fluoreszenzausbeuten der einzelnen Ladungszustände. Die Ursache hierfür liegt in der Art der Mittelung über die Fluoreszenzausbeuten einzelner Multipletts bei den Rechnun-

Ch, [illegible] 74b) und Craseman (Ch 74a, Ch 74b) bestätigen, daß die vorangegangenen Quelle Fehler in der Mittelung über einzelne Multiplettzustände aufweisen. Diese bisher nur für die L-Schale des Argon von Craseman (Ch 74a, Ch 74b) vollständig durchgeführten Rechnungen zeigen wesentlich bessere Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen (Sto 73d). Für Neon wurden derartige Rechnungen nur in wenigen Fällen durchgeführt (Bha 74a).

Die Kenntnis des Einflusses der Leerstellenverteilung in äußeren Atomschalen auf die Fluoreszenzausbeute ist zur Interpretation von Ergebnissen aus verschiedenen Ion-Atom Streuexperimenten von Bedeutung. Mit Fluor- und Argonionen als Projektilionen und Neon als Target wurde von Macdonald (Mc 73) und Mowat (Mo 73, 74) eine starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Emission der Ne-K-Röntgenstrahlung vom Ladungszustand des Projektils gezeigt. Diese Abhängigkeit ist nicht zu erklären, wenn bei der Beschreibung des Ionisationsmechanismus nur die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem abgeschirmten Projektilkern mit den Elektronen des Targets berücksichtigt wird. Mögliche Deutungen für den Anstieg der Röntgenintensität könnte sowohl ein Ansteigen der Ionisationswirkungsquerschnitte als auch ein Anwachsen der Fluoreszenzausbeute sein. Die Untersuchung, welcher der beiden Prozesse überwiegt, kann durch eine simultane Messung charakteristischer Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen durchgeführt werden.

Im Folgenden sind einige Beispiele aufgeführt, die die Notwendigkeit der Kenntnis der Fluoreszenzausbeute in verschiedenen atom- und kernphysikalischen Problemstellungen unterstreichen sollen.

1. Bei Messungen der Röntgenemission aus festen Targets in Abhängigkeit von der Projektilladung muß die hier im Gegensatz zu Messungen an Gasen vorliegende Gleichgewichtsverteilung der Projektilladungszustände berücksichtigt werden. Die in Gasen gemessene Abhängigkeit des Ionisations- und Röntgenquerschnittes von definierten Projektilladungen kann hier benutzt werden, um die Ladungsverteilung der Projektilionen im Festkörper zu bestimmen.

2. Bei der Erzeugung von Leerstellen in inneren Atomschalen können Kaskadenprozesse durch Auger-Übergänge entstehen, die zu hochionisierten Atomzuständen führen. Um genaue Aussagen über die primäre Leerstellenverteilung zu machen, sind detaillierte Angaben der Fluoreszenzausbeuten erforderlich. Diese Untersuchungen sind beispielsweise für die Entwicklung von Ionenquellen in Beschleunigern von Bedeutung.
3. Die Bestimmung der Multipolarität einer durch innere Konversion emittierten Kern-γ-Strahlung, sowie die Bestimmung von Übergangsenergien beim Elektroneneinfang durch den Kern, erfordern neben der Messung relativer γ-Intensitäten eine genaue Kenntnis der Fluoreszenzausbeuten einzelner Unterschalen.
4. Die Entwicklung von Röntgenlasern erfordert neben der Kenntnis vom Zerfallsschema und Niveaubreiten in angeregten Atomen, die der Fluoreszenzausbeuten. Hier werden langlebige angeregte Atomzustände mit hohen Fluoreszenzausbeuten benötigt.

Zur Zielsetzung der Arbeit gehört es, die Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute von Leerstellenkonfigurationen in der Atomhülle, wie sie in atomaren Stoßprozessen erzeugt werden, am Beispiel des Neon zu untersuchen. Die Beziehung zwischen der von Projektilart und -energie abhängigen Mehrfachionisation und der mittleren Fluoreszenzausbeute ist ein wesentlicher Aspekt der Untersuchung. Aus den Satellitenlinienintensitäten in hochaufgelösten Röntgen- und Auger-Spektren können Fluoreszenzausbeuten gemittelt über die zu einer bestimmten Leerstellenzahl gehörenden Elektronenkonfigurationen bestimmt werden. Mit Protonen durchgeführte Messungen gestatten eine relative genaue Bestimmung dieser Fluoreszenzausbeuten für Konfigurationen mit maximal zwei Leerstellen in den äußeren Schalen. Die hierfür aus einer Analyse von Stolterfoht et al. (Sto 74e) gewonnenen Werte von Spektren aus Stoßprozessen mit 30 MeV O^{5+}-Ionen, sind unsicher. Da es für die entsprechenden Elektronenkonfigurationen in Edelgasen Rechnungen für die Röntgen- und Auger-Übergangsraten gibt, ist ein Vergleich mit der Theorie möglich.

Die von verschiedenen Autoren beobachtete starke Abhängigkeit der Röntgenemission vom Projektilladungszustand in verschiedenen Stoßsystemen wird am Beispiel Cl^{n+} + Ne untersucht. Dabei ist die Frage zu klären, ob die Änderung der Röntgenemission auf eine entsprechende Variation der mittleren Fluoreszenzausbeute zurückzuführen ist.

2. Grundlagen zur Fluoreszenzausbeute und Mehrfach-ionisation in Ion-Atomstoßprozessen

Es ist eine seit langem bekannte Tatsache, daß der Zerfall eines in den inneren Schalen ionisierten Atoms nicht nur durch elektromagnetische, sondern auch durch strahlungslose Übergänge erfolgen kann. Ferner haben 1913 Barkla und Philpot (Ba 13) gezeigt, daß Atome mit Leerstellen in der K-Schale Röntgenstrahlen emittieren, die auf einen höheren Ionisationsgrad schließen ließen, als er von der charakteristischen fluoreszierten Strahlung erwartet wurde. 1918 erweiterte Barkla das Konzept des bekannten, von Stokes 1852 entdeckten Phänomens der Fluoreszenz. Barkla definierte die Fluoreszenzausbeute eines Elementes als das Verhältnis der Energie der fluoreszierten Strahlung zur Energie der im Element absorbierten Röntgenstrahlung. Es hat sich jedoch gezeigt, daß diese Definition für die meisten kern- und atomphysikalischen Untersuchungen zu eng gefaßt ist (Bam 72). Im folgenden wird ein Konzept zur Beschreibung der Fluoreszenzausbeute dargestellt, wie sie für die Untersuchung atomarer Stoßprozesse aber auch für kernphysikalische Untersuchungen relevant ist.

2.1 Anregungs- und Zerfallsmechanismen bei der Streuung geladener Teilchen an Atomen

Wird ein Atom durch einen Stoßprozeß in einer inneren Schale ionisiert, so befindet es sich in einem angeregten Zustand mit einer positiven Energie gegenüber dem Grundzustand. Über einen "normalen" Röntgen- oder Auger-Prozeß zerfällt es in den stabilen Zustand eines einfach bzw. zweifach geladenen Ions (Fig. 1a). Die Linien in den zugehörigen Emissionsspektren sind die Normal- und Diagrammlinien.

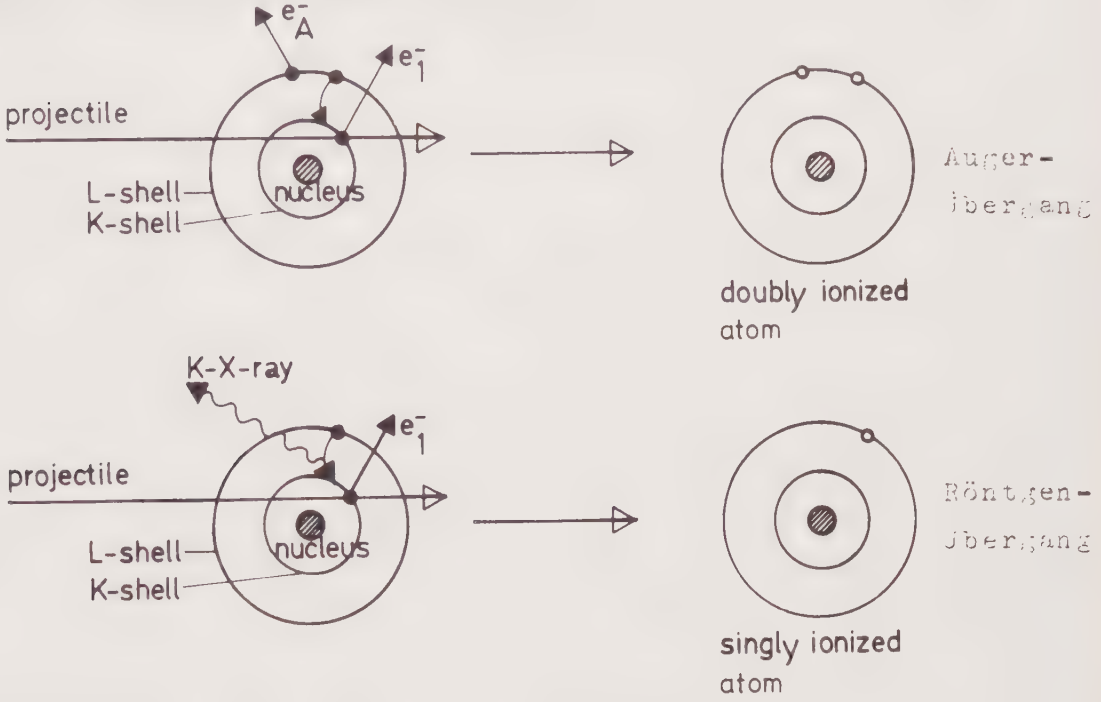


Fig. 1a "Normale" Auger- und Röntgenübergänge (K-LL, KL^0) im Neonatom

Durch den Ionisationsprozeß können aber auch gleichzeitig in inneren und äußeren Schalen Leerstellen erzeugt werden. Ein derart mehrfach ionisiertes Atom zerfällt wiederum durch Röntgen- oder Auger-Übergänge in einen höher ionisierten Endzustand (Fig. 1b).

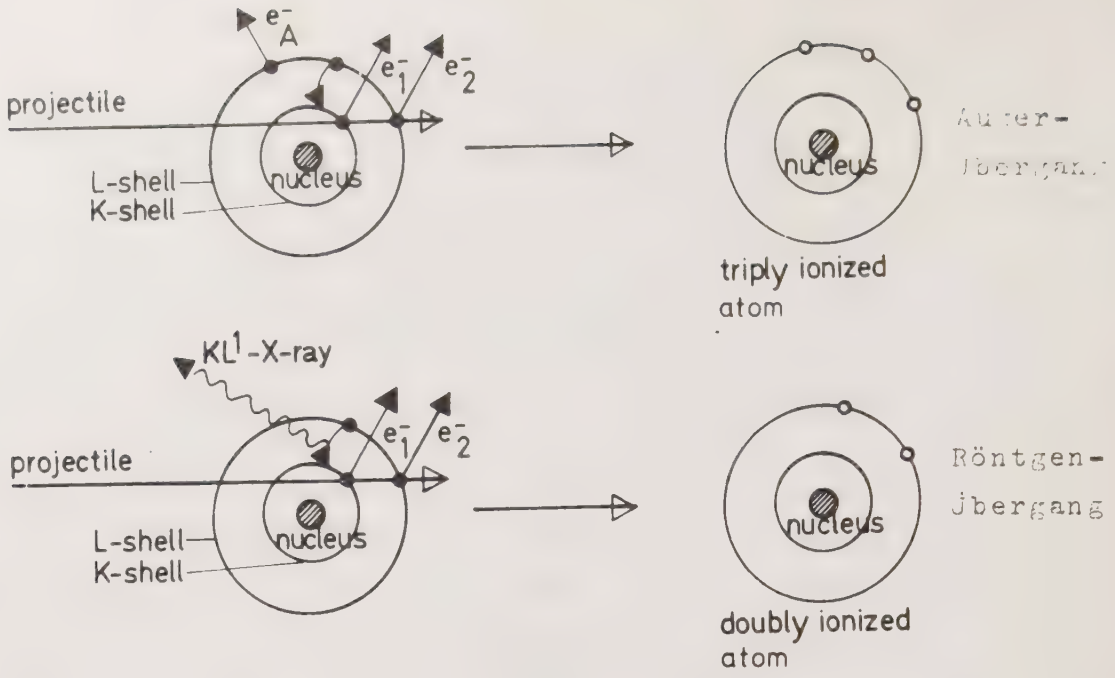


Fig. 1b Auger- und Röntgen-Satellitenübergänge (KL-LLL, KL) im Neonatom

Neben den Normallinien des jeweiligen Emissionsspektrums erscheinen sogenannte Satellitenlinien. Die Satellitenlinien in den Röntgenemissionsspektren liegen auf Grund veränderter Abschirmung des Kernpotentials im Fall einer Mehrfachionisation energetisch höher als die Normallinie. In den Auger-Elektronenspektren liegen die Satellitenlinien bei niedrigeren Energien als die Normallinien (Bu 74a).

Die Klassifikation der jeweiligen Auger-Übergänge erfolgt nach Serien und Gruppen. Die Serie wird durch Angabe der Schale mit der primär erzeugten Leerstelle gekennzeichnet (z.B. K-Serie und KL-Serie etc.). Gruppen werden durch Angabe der Schalen mit den Leerstellen des Endzustandes gekennzeichnet (z.B. K-LL und KL-LLL). Untergruppen werden durch Angabe der Unterschalen mit der jeweiligen Leerstellenkonfiguration nach der für Röntgenterme üblichen Notation angegeben (z.B. $KL_1L_{2,3}$). Die Notation der Untergruppen, die die Leerstellenverteilungen der Endzustände nach den Auger-Übergängen angibt, hängt von dem benutzten Kopplungsschema ab (z.B. $KXY^{2S+1}L_1$ für L-S Kopplung). Bei der Beschreibung

des Neonatoms wird fast ausschließlich die Russel-Saunders-Kopplung angenommen, da hier die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronenpaaren auch für das angeregte Atom groß gegen die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist.

Die in den Röntgenemissionsspektren vorkommenden Linien werden durch Angabe der Schalen und der darin primär erzeugten Leerstellen gekennzeichnet. Die Angabe KL^i kennzeichnet einen Anfangszustand mit einer Leerstelle in der K-Schale und i Leerstellen in der L-Schale. Die Konfiguration des Endzustandes liegt dann durch die Auswahlregeln elektrischer Dipolübergänge fest.

Normal- und Satellitenlinien eines Emissionsspektrums ergeben sich aus verschiedenen Anregungs- und Zerfallsmechanismen.

1. Normallinien:
   Aus der Ionisation der inneren (K-)Schale resultieren die normalen Linien.
2. Satellitenlinien:
   Durch Coulomb-Anregung erfolgt eine sukzessive Ionisation der inneren (K) und äußeren (L) Schalen.
3. Satellitenlinien:
   Bei der Anregung eines K-Elektrons in einen höher liegenden gebundenen Zustand ergeben sich zwei Zerfallsarten.
   a) Das angeregte Elektron ist nicht am Übergang beteiligt ("spectator electron").
   b) Das angeregte Elektron nimmt am Übergang teil.
4. Satellitenlinien:
   Ein Elektron wird aus der K-Schale emittiert, die verbleibenden Elektronen befinden sich in einem veränderten Potential durch Veränderung der effektiven Kernladung Z. Diese Veränderung bewirkt unter Umständen eine Emission ("electron shake-off") oder Anregung ("electron shake-up") eines Elektrons der L-Schale. Für diese "monopole" Anregung ergeben sich wieder zwei Zerfallsmöglichkeiten:

a) Das angeregte Elektron ist nicht am Auger-Übergang beteiligt ("spectator electron").

b) Das angeregte Elektron nimmt am Übergang teil und wird emittiert.

Neben diesen Prozessen gibt es Prozesse zweiter Ordnung. Hierzu zählen auch die unter Punkt 4 beschriebenen Prozesse, bei denen mehr als zwei Elektronen beteiligt sind. Hier können durch einen doppelten "shake-off"-Prozeß, Satellitenlinien höherer Ordnung erzeugt werden. Außerdem kann ein doppelter Auger-Prozeß mit Anregung und Emission je eines Elektrons der L-Schale zu Satellitenlinien führen.

Die von der Projektilenergie und -art abhängigen Anregungsmechanismen bestimmen die Struktur in den Emissionsspektren. Wie stark diese variieren kann, ist in Fig. 2, in einer Darstellung hochaufgelöster Auger- und Röntgenspektren, demonstriert. Die Lagen der Normallinien sind mit Pfeilen angedeutet.

Die mit H^+- und Cl^{15+}-Ionen angeregten Röntgen- und Auger-Spektren wurden im Rahmen dieser Arbeit gemessen (vgl. Abschnitt 5.4 und 5.6), die übrigen sind von fremden Autoren übernommen und zum Vergleich dargestellt (Mat 74c, d; Sto 73c; Bu 74e).

Aus den Auger-Spektren ist ersichtlich, daß beim Übergang von H^+- zu O^{5+}-Projektilionen nahezu alle Normallinien zu gunsten von Satellitenlinien verschwunden sind. Werden noch schwerere Projektilionen, wie die Cl^{15+}-Ionen, verwendet, so stellt sich das Spektrum ausschließlich durch Satellitenlinien dar.

Die Abnahme der Intensitäten in den Normallinien und die gleichzeitige Zunahme der Intensitäten in den Satellitenlinien zeigt deutlich, daß beim Übergang zu schweren Projektilionen immer höhere Ladungszustände erzeugt werden. Schließlich werden, wie hier am Beispiel mit Cl^{15+}-Ionen gezeigt, zu jeder in der K-Schale erzeugten Leerstelle simultan Leerstellen in den äußeren Schalen erzeugt. Eine gewisse Wahrscheinlichkeit für eine doppelte K-Schalenanregung ist eben-

falls vorhanden, wie durch Erzeugung von Hypersatelliten-linien gezeigt wird. Diese Linien liegen in beiden Arten von Emissionsspektren energetisch höher als die einfachen Satel-litenlinien.

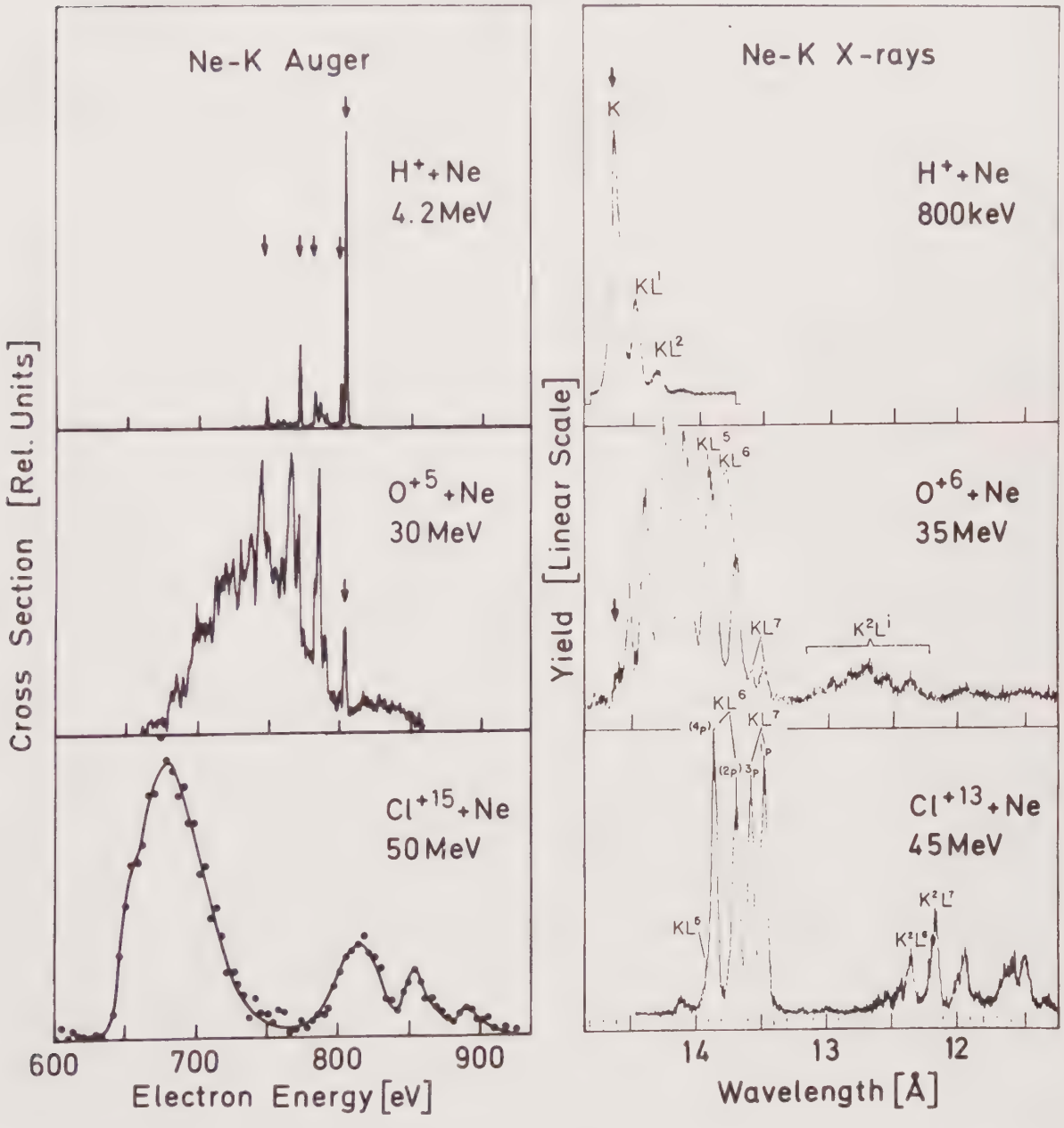


Fig. 2 Auger-Elektronen- und Röntgenemissionsspektren wie sie durch Streuung von Protonen und schweren Ionen an Neonatomen erzeugt werden. Die mit 35 MeV O^{6+} und 45 MeV Cl^{13+} erzeugten Röntgenspektren sind von (Mat 74d) entnommen. Die Pfeile deuten die Energie-lagen der Normal-(Diagramm-)linien an.

Die Linien in den mit Cl^{13+}-Ionen erzeugten Röntgenspektren sind teilweise denen ähnlich, die durch Anregung von Li und Ne erzeugt werden (z.B. $K^2 L^6$). Die hochaufgelösten Emissionsspektren der zu den Auger-Elektronen konkurrierenden Röntgenstrahlung ergeben den Auger-Spektren äquivalente Aussagen. Die Röntgenspektren zeigen jedoch die ansteigende Mehrfachionisation deutlicher, da sie weniger komplex sind. Hier lassen sich jeder primär erzeugten Leerstellenkonfiguration eindeutig Linien zuordnen (KL^n, K^2L^n).

2.2 Definitionen zur Bestimmung der Fluoreszenzausbeute

Die Fluoreszenzausbeute für eine atomare Haupt- oder Unterschale wird als die Wahrscheinlichkeit für das Auffüllen einer Leerstelle in einer der Schalen durch einen radiativen Übergang definiert. Hat der angeregte Atomzustand eine mittlere Lebensdauer τ, so entspricht dieser eine gesamte Niveaubreite $\Gamma = \hbar/\tau$. Γ ist die Summe aus den Niveaubreiten für Übergänge mit Röntgenemission Γ_γ, für strahlungslose Auger-Übergänge Γ_A und für Coster-Kronig-Übergänge Γ_{CK}. Letztere sind Übergänge, bei denen die Leerstelle in einer Unterschale mit höherem Bahndrehimpuls ℓ aber gleicher Hauptquantenzahl n aufgefüllt wird. Das emittierte Auger-Elektron kann aus der gleichen oder einer höheren Hauptschale kommen. Für den Fall des Neons spielen Coster-Kronig Übergänge keine Rolle, da sie auf Grund der Schalenstruktur nicht möglich sind; somit gilt für Neon $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_A$.

Formal ist die Fluoreszenzausbeute für die K-Schale des Neons bezüglich eines bestimmten Atomzustandes wie folgt gegeben:

$$(1) \qquad \omega_K(i,c,m) = \frac{\Gamma_\gamma(i,c,m)}{\Gamma_\gamma(i,c,m) + \Gamma_A(i,c,m)}$$

Dabei werden die Indices (i, c, m) verwendet, um den Anfangszustand des Atoms vollständig zu bestimmen.
Die Größen i, c und m haben folgende Bedeutung:

1. i steht für die Zahl der Leerstellen in der L-Schale und gibt damit den Ladungszustand an (i entspricht dem Index in der Kennzeichnung der Röntgenlinien durch KL^i).
2. c gibt die den Leerstellen entsprechende Elektronenkonfiguration im Anfangszustand an (z.B. steht für i = 2 ein c für die Neonkonfiguration $1s^2 2s^2 2p^4$ etc.).

3. m gibt die Feinstrukturaufspaltung des angeregten Niveaus mit der Elektronenkonfiguration c an, d.h. m = α, L, S, J, wobei α die Seniorität ist, eine Quantenzahl mit ganzzahligen Werten, die angibt, wieviel ungepaarte Elektronen sich in der betrachteten Schale befinden. Sie kann sich im Fall einer Konfigurationsmischung ändern. L, S und J sind der den Spektralterm kennzeichnende Gesamtbahndrehimpuls, Gesamtspin und Gesamtdrehimpuls.

Mit dem so definierten $\omega_K(i,c,m)$ kann zu einer bestimmten Leerstellenkonfiguration i durch Mittelung über verschiedene Elektronenkonfigurationen und Multipletts eine mittlere Fluoreszenzaubeute $\bar{\omega}_K(i,c)$ bzw. $\bar{\omega}_K(i)$

$$\bar{\omega}_K(i,c) = \sum_m f_m \, \omega_K(i,c,m) \tag{2a}$$

$$\bar{\omega}_K(i) = \sum_c f_c \omega_K(i,c) \tag{2b}$$

angegeben werden. Die f_m und f_c sind Gewichtsfaktoren bezüglich der Mittelung über alle Multipletts bzw. Konfigurationen (vgl. Bha 74b; Ch 74b).
Die gesamte mittlere Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ für die K-Schale des Neonatoms ergibt sich aus einer Mittelung über alle $\bar{\omega}_K(i)$ mit

$$\bar{\omega}_K = \sum_i q_i \cdot \bar{\omega}_K(i) \tag{3}$$

Dabei sind die q_i Gewichtsfaktoren bezüglich der Mittelung über alle Leerstellenverteilungen im Anfangszustand. Entspre-

chend der Fluoreszenzausbeute läßt sich eine mittlere Ausbeute für Auger-Elektronen $\bar{a}_K$ definieren; es gilt für die Summe beider Größen

$$\bar{a}_K + \bar{\omega}_K = 1 \qquad (4)$$

Die Röntgenintensität des im Stoßprozeß angeregten Atoms dividiert durch die Anzahl einfallender Ionen, ist dem Röntgenquerschnitt σ_X für die betreffende Atomschale proportional. Eine mittlere Fluoreszenzausbeute für die K-Schale ergibt sich dann aus dem Verhältnis von σ_X zu dem gesamten Ionisationsquerschnitt der K-Schale

$$\bar{\omega}_K = \sigma_X / \sigma_K \qquad (5)$$

wobei sich σ_K aus den Wirkungsquerschnitten σ_X und σ_A für Röntgen- bzw. Auger-Elektronenemission zusammensetzt.

Eine Z-Abhängigkeit der "neutralen" Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K(o)$ läßt sich durch folgende Erklärung deuten. Theoretisch ergibt sich für die K-Schale eines Atoms unter Annahme einfacher Wasserstoffwellenfunktionen für die Anzahl elektrischer Dipol Übergänge $\Gamma_X \sim Z^4$ und die Anzahl der Auger-Übergänge $\Gamma_A = b$ (b = const., unabhängig von Z), d.h. letztere sind in erster Näherung unabhängig von Z, sofern eine Mehrfachionisation ausgeschlossen ist. Daraus ergibt sich für $\bar{\omega}_K(o)$

$$\bar{\omega}_K(o) = \frac{aZ^4}{b + aZ^4}$$

d.h. je größer die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für einen radiativen Übergang. Bei einer Energiedifferenz von ~10 keV (Z~30) werden die verschiedenen Übergänge gleich wahrscheinlich.

In Fig. 3 ist die Z-Abhängigkeit der neutralen Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K(o)$ für die K-Schale dargestellt.

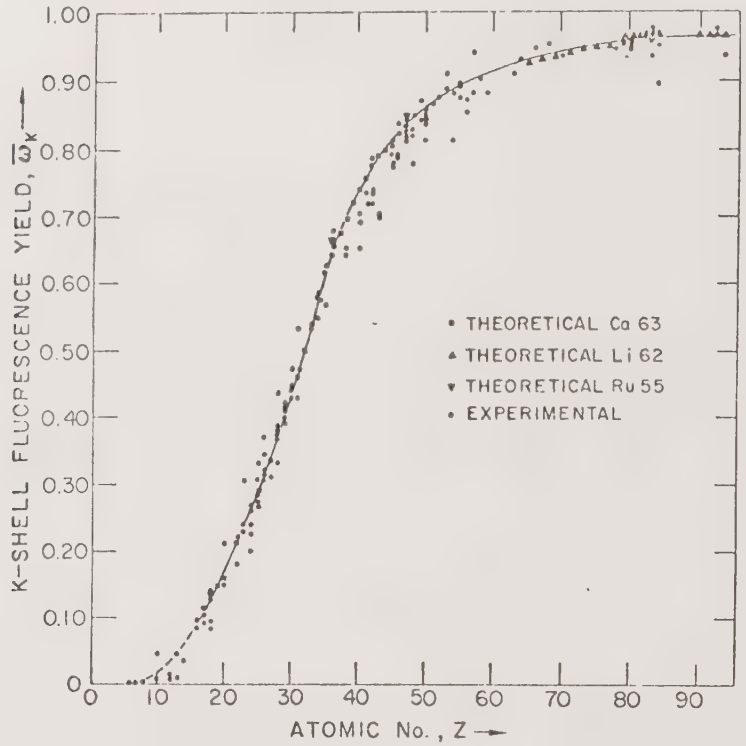


Fig. 3 K-Schalen Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K(o)$ als Funktion der Ordnungszahl Z (Fi 66)

Für die Z-Abhängigkeit wurden eine Reihe empirischer Formeln von verschiedenen Autoren angegeben. Zusammenfassungen und Vergleiche mit experimentellen Werten werden z.B. von Fink et al. (Fi 66) und de Heer et al. (De H 73a) dargestellt.

Der Beziehung (2a) entsprechend wird die Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K(i,c)$ für eine Konfiguration berechnet, indem über die Fluoreszenzausbeuten der aus verschiedenen Multipletts bestehenden Anfangszustände gemittelt wird. Die Multipletts ergeben sich aus dem für die Kopplung der Leerstellen in der K-Schale und in den äußeren Schalen verwendeten Kopplungstyp. Die für verschiedene äquivalente und nicht äquivalente Lochkombinationen möglichen Multipletts findet man zusammengefaßt bei (Co 59). Für angeregte Atome mit einer oder zwei Leerstellen in der K-Schale und mehreren Leerstellen in den äußeren Schalen existieren bisher nur wenige Rechnungen für Auger- und Röntgenübergangsraten (Bha 73d; La 71a, b; McG 69). In den bisher für Neon durchgeführten Rechnungen (Bha 73d) wurde die Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K(i,c)$ nicht nach dem Mittelungsverfahren gemäß Gleichung (2a) berechnet, sondern gemäß $\bar{\omega}_K^*(i,c) = \bar{\Gamma}_X/(\bar{\Gamma}_X + \bar{\Gamma}_A)$ mit gemittelten Gesamtübergangswahrscheinlichkeiten $\bar{\Gamma}_X$, $\bar{\Gamma}_A$. Die Mittelung der $\bar{\Gamma}_X$ und $\bar{\Gamma}_A$ erfolgte dabei unter Annahme einer statistischen Besetzung der Multipletts.

An Hand neuerer Rechnungen (Bha 74b; Ch 74b) und durch Vergleiche mit experimentellen Daten wurde für die Fluoreszenzausbeute der Argon L-Schale gezeigt, daß das von Bhalla et al. (Bha 73d) verwendete Konzept der Mittelung unrichtig ist, sobald zu einer Konfiguration mehrere Multipletts gehören. Die neueren Rechnungen für Argon (Cra 74), die das Mittelungsverfahren nach Gleichung (2a) verwenden, zeigen bessere Übereinstimmung mit Experimenten (Sto 73d). Entsprechende neuere Rechnungen für Neon gibt es nicht vollständig, es ist daher ungeklärt, wie stark sich die Art der Mittelung auf die Fluoreszenzausbeuten der einzelnen Leerstellenverteilungen bemerkbar machen. Die theoretischen $\bar{\omega}_K^*(i,c)$- Werte, die zur Analyse der im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Meßdaten verwendet wurden, sind in Tabelle I zusammengefaßt.

Tabelle I

Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i,c)$ für verschiedene Elektronenkonfigurationen (i,c) des Neons (Bha 73d)

Eine Leerstelle in der K-Schale im Anfangszustand		Zwei Leerstellen in der K-Schale im Anfangszustand	
Konfiguration	$\bar{\omega}_K^*(i,c)$	Konfiguration	$\bar{\omega}_K^*(i,c)$
$1s^1\ 2s^2\ 2p^6$	.0160	$1s^0\ 2s^2\ 2p^6$	.0179
$1s^1\ 2s^2\ 2p^5$	.0167	$1s^0\ 2s^2\ 2p^5$	.0189
$1s^1\ 2s^2\ 2p^4$	.0177	$1s^0\ 2s^2\ 2p^4$	.0204
$1s^1\ 2s^2\ 2p^3$	.0189	$1s^0\ 2s^2\ 2p^3$	.0221
$1s^1\ 2s^2\ 2p^2$	.0196	$1s^0\ 2s^2\ 2p^2$	.0233
$1s^1\ 2s^2\ 2p^1$	.0164	$1s^0\ 2s^2\ 2p^1$	.0198
$1s^1\ 2s^1\ 2p^6$	.0195	$1s^0\ 2s^1\ 2p^6$	.0214
$1s^1\ 2s^1\ 2p^5$	.0215	$1s^0\ 2s^1\ 2p^5$	.0241
$1s^1\ 2s^1\ 2p^4$	.0250	$1s^0\ 2s^1\ 2p^4$	.0284
$1s^1\ 2s^1\ 2p^3$	.0313	$1s^0\ 2s^1\ 2p^3$	.0361
$1s^1\ 2s^1\ 2p^2$	.0445	$1s^0\ 2s^1\ 2p^2$	.0520
$1s^1\ 2s^1\ 2p^1$	.0845	$1s^0\ 2s^1\ 2p^1$	.0998
$1s^1\ 2s^0\ 2p^6$	.0221	$1s^0\ 2s^0\ 2p^6$	.0246
$1s^1\ 2s^0\ 2p^5$	.0256	$1s^0\ 2s^0\ 2p^5$	.0289
$1s^1\ 2s^0\ 2p^4$	.0319	$1s^0\ 2s^0\ 2p^4$	.0364
$1s^1\ 2s^0\ 2p^3$	.0447	$1s^0\ 2s^0\ 2p^3$	.0514
$1s^1\ 2s^0\ 2p^2$	.0823	$1s^0\ 2s^0\ 2p^2$	.0971
$1s^1\ 2s^0\ 2p^1$	———	$1s^0\ 2s^0\ 2p^1$	———

2.3 Fluoreszenzausbeute und Mehrfachionisation

Nachdem in Abschnitt 2.1 der Begriff der Mehrfachionisation erläutert und in 2.2 die Fluoreszenzausbeute formal eingeführt wurde, sollen nun einige Verknüpfungsrelationen angegeben werden. Der in der Beziehung (5) auftretende Gesamtwirkungsquerschnitt σ_K für die Ionisation der K-Schale ist $\sigma_K = \sigma_X + \sigma_A$. Die beiden Wirkungsquerschnitte σ_X und σ_A setzen sich dabei, den Emissionsspektren (Fig. 2) entsprechend, aus der Summe von Satelliten- und Normallinien zusammen. Der Röntgenemissionsquerschnitt $\sigma_X(i)$ sei der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer Leerstellenverteilung KL^i mit i Leerstellen in der L-Schale zusätzlich zu einer in der K-Schale, so daß

$$\sigma_X = \sum_i \sigma_X(i) \tag{6}$$

gilt und entsprechend

$$\sigma_A = \sum_i \sigma_A(i) \tag{7}$$

für die Emission der Auger-Elektronen.
Da der Anteil an Satellitenlinien in den Emissionsspektren ein Maß für die Mehrfachionisation ist, ist die Einführung relativer Linienintensitäten sinnvoll. Mit den Größen Q_i und R_i seien die relativen Satellitenlinienintensitäten in Auger- und Röntgenspektren entsprechend einer Leerstellenverteilung KL^i bezeichnet. Es gilt dann

$$Q_i = \frac{\sigma_A(i)}{\sigma_A} \quad \text{und} \quad R_i = \frac{\sigma_X(i)}{\sigma_X} \tag{8}$$

und bezüglich des gesamten Ionisationsquerschnittes

$$(9) \qquad q_i = \frac{\sigma_K(i)}{\sigma_K}$$

Das sind die bereits in der Beziehung (3) verwendeten normierten Wirkungsquerschnitte. Für die relative Gesamtintensität der Satellitenlinien werden die speziellen Bezeichnungen Q_s und R_s eingeführt. Es gelten dafür

$$(10) \qquad Q_s = 1 - Q_o \; ; \quad R_s = 1 - R_o$$

d.h. Q_s bzw. R_s enthält nicht mehr den durch i = 0 gekennzeichneten Anteil an Normallinien.

Mit den relativen Linienintensitäten und der in Abschnitt 2.2 angegebenen Beziehung (3) ergeben sich drei Relationen, die die Mehrfachionisation charakterisierende Größen und die Fluoreszenzausbeuten in Beziehung setzen. Man erhält (Sto 74e)

$$(11) \qquad \bar{\omega}_K(i) = \bar{\omega}_K \, R_i / q_i$$

die dem Ausdruck (Mat 74d)

$$(12) \qquad \bar{\omega}_K(i)^{-1} = 1 + \frac{Q_i(1 - \bar{\omega}_K)}{R_i(\bar{\omega}_K)}$$

entspricht. Ferner ergibt sich (Kau 74a)

$$(13) \qquad \bar{\omega}_K^{-1} = \sum_i R_i / \bar{\omega}_K(i)$$

Ist es möglich, aus Messungen hochaufgelöster Emissionsspektren die relativen Intensitäten der einzelnen Satellitenlinien zu bestimmen, so erlauben die angegebenen Relationen eine experimentelle Bestimmung von Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$. Diese $\bar{\omega}_K(i)$ lassen sich direkt mit theoretischen Werten vergleichen, siehe z.B. Tabelle I.

Dieses Verfahren wurde von Stolterfoht et al. (Sto 74e) zur Analyse hochaufgelöster Emissionsspektren von Neon, die mit hochenergetischen Schwerionen (30 MeV $O^{5+} \rightarrow Ne$) angeregt wurden, angegeben. Es wurden dabei $\bar{\omega}_K(i)$-Werte für i = 0 bis i = 7 bestimmt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde für verschiedene Stoßsysteme, bei denen Neon jeweils als Targetatome verwendet wurde, sowohl mittlere Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K$ als auch $\bar{\omega}_K(i)$-Werte für i = 0,1,2 aus einer entsprechenden Analyse gewonnen.

Bei der von Stolterfoht et al. (Sto 74e) durchgeführten Analyse zeigte sich, daß es im allgemeinen möglich ist, alle R_i-Werte aus den hochaufgelösten Röntgenspektren zu bestimmen, nicht aber alle entsprechenden Q_i-Werte aus den wesentlich komplexeren Auger-Spektren (vgl. Fig. 2). Mit Hilfe der den oben angegebenen Relationen entsprechenden Beziehung für die experimentell bestimmbaren q_i-Werte

$$(14) \qquad q_i^{ex} = \bar{a}_K Q_i + \bar{\omega}_K R_i$$

ließen sich aus den mit O^{5+}-Ionen induzierten Spektren nur die q_i-Werte für i = 0,1 und 6 bestimmen. Die übrigen q_i-Werte konnten jedoch unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeiten der Erzeugung von KL^i-Zuständen einer Binominalverteilung entsprechen, bestimmt werden.

Hansteen et al. (Has 72) und Burch et al. (Bu 73) haben eine Binominalverteilung für die Wahrscheinlichkeit der Mehrfachionisation eines Elektrons der K-Schale und i Elektronen in der L-Schale (i = 0, 1, ... 7) eines Atoms vorgeschlagen.

Mit Hilfe dieser Annahme wurden Wirkungsquerschnitte für die Mehrfachionisation von Atomen in Stoßprozessen mit Protonen und schwereren Kernen von Mc Guire et al. (Mc 73a) berechnet und eine gute Übereinstimmung mit Experimenten gezeigt. Den Beziehungen (6), (7) entsprechend, setzt sich der gesamte Ionisationsquerschnitt für die K-Schale σ_K, aus den Wirkungsquerschnitten für die Erzeugung der Normallinien und denen für die Erzeugung der Satellitenlinien zusammen. Führt man die Größe P_L als Wahrscheinlichkeit für die Ionisation der L-Schale ein, so ergibt sich formal die Wahrscheinlichkeit $P_{KL}i$, die die einfache K-Schalen- und i-fache L-Schalen-Ionisation beschreibt.

$$(15) \qquad P_{KL}i = P_K \binom{8}{i} \cdot P_L{}^i (1 - P_L)^{8-i}$$

Die Wahrscheinlichkeiten $P_{KL}i$, P_K und P_L sind vom Stoßparameter b abhängig. Nach Integration ergibt sich der Wirkungsquerschnitt $\sigma_K(i)$.

$$\sigma_K(i) = N \int_0^\infty 2\pi b \cdot P_{KL}i\,(b)\, db$$

wobei N = 8 die Zahl der betroffenen L-Schalen Elektronen ist. Mit dieser Beziehung und unter der Annahme der Binominalverteilung gilt

$$\sigma_K(i) = \int_0^\infty 2\pi b\; P_K\,(b) \cdot \binom{8}{i} \cdot P_L(b) \cdot \left[(1-P_L(b)\right]^{8-i} \cdot db$$

als Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer Leerstelle in der K-Schale und i Leerstellen in der L-Schale.
$P_K(b)$ hat ein Maximum für b im Bereich des K-Schalenradius r_K.
In diesem Bereich ist anzunehmen, daß $P_L(b)$ = const. ist.

Der Einfachheit halber setzte man $P_L(r_K) = P_L$ und man erhält:

$$\sigma_K(i) = \binom{8}{i} P_L^{\,i}(1 - P_L)^{8-i} \cdot \sigma_K$$

dabei ist $\sigma_K = 2\pi \int_0^\infty P_K(b) \cdot b \, db$
Mit Hilfe der normierten Wirkungsquerschnitte (3)

$$q_i = \sigma_K(i)/\sigma_K$$

ergibt sich dann die Relation

(16) $$q_i = \binom{8}{i} \cdot P_L^{\,i} \cdot (1 - P_L)^{8-i}$$

Da es im allgemeinen möglich ist, aus den Auger-Spektren den relativen Anteil an Normallinien q_o zu bestimmen, kann hieraus nach (16) die Wahrscheinlichkeit P_L bestimmt werden. Damit ist es möglich, die übrigen q_i-Werte für $i = 1, \ldots, 7$ zu errechnen. Diese empirisch bestimmten Werte werden mit q_i^{em} bezeichnet.

3. Versuchsaufbau

3.1 Übersicht

Um die Fluoreszenzausbeute bei der Ionisation innerer und äußerer Schalen am Beispiel von Neon in verschiedenen Atomstoßprozessen zu untersuchen, wurden Messungen mit verschiedenen Projektilen (H^+, He^+, O^{n+}, Cl^{n+}) unterschiedlicher Energien (50 keV bis 50 MeV) durchgeführt. Es wurden Auger- Elektronen und die aus dem konkurrierenden Emissionsprozeß resultierende charakteristische Röntgenstrahlung simultan (und für sich) mit unterschiedlichem spektroskopischen Auflösungsvermögen gemessen.

Die Messungen mit niederenergetischen Ionen wurden an einem AN Van de Graaf Beschleuniger im Hahn-Meitner-Institut, Berlin, durchgeführt. Messungen mit hochenergetischen Ionen erfolgten im Rahmen einer Gasttätigkeit an einem FN Tandem Beschleuniger der Universität von Washington, Seattle, sowie an Van de Graaf Beschleunigern der Universität von Texas, Austin, USA. Bei den Messungen in Seattle wurde die in Berlin entwickelte (Sto 71a, b) Meßapparatur benutzt. Die Untersuchung von Satellitenstrukturen in Ne-K-Röntgenspektren erfolgte durch Messung von Protonen und Elektronen induzierten hochaufgelösten Röntgenspektren in Austin, Texas. Um die erforderliche hohe Energieauflösung zu erzielen, wurde hierbei ein fokussierendes Kristallspektrometer benutzt. Als Target diente eine Gaszelle im Gegensatz zu dem sonst verwendeten Gasstrahl.

3.2 Eigenschaften und Messung des Ionenstrahls

Aus der Art des Meßverfahrens und der Tatsache, daß absolute Wirkungsquerschnitte sowohl für die Auger- Elektronenemission als auch für die Emission von Röntgenstrahlen bestimmt werden, folgen bestimmte Forderungen an Beschleuniger und Strahlführungssysteme. Einige Details hierzu wurden bereits in (Sto 71a) im Zusammenhang mit Messungen am AN Van de Graaf Beschleuniger in Berlin behandelt. Da ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit in dem Versuch zu sehen ist, die Exaktheit und Reproduzierbarkeit der Messung absoluter Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit bisher vorliegenden Messungen zu erhöhen, sei an dieser Stelle ausführlicher auf die Probleme bezüglich der Strahlqualität eingegangen.

Da die Ionisationswirkungsquerschnitte empfindlich von der Projektilenergie abhängen, ist eine sorgfältige Energieeichung erforderlich. Das Potential am Terminal des AN Van de Graaf Generators wird mit einem Rotationsvoltmeter (Genauigkeit 1%) gemessen und auf einem digitalen Anzeigegerät abgelesen. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Generatorspannung und angezeigtem Strom wird durch eine Absolutmessung der Teilchenenergie bestimmt. Die Energieeichung wird durch Bestimmung der Resonanzenergien (E_R) in Kernreaktionen durchgeführt ($^{11}B(p,\gamma)^{12}C, E_R$ = 163.1 keV; $^{7}L_i(p,\gamma)^{8}B_e, E_R$ = 441.2 keV; $^{19}F(p,\alpha,\gamma)^{16}O, E_R$ = 340.0 keV)

Die Linearität des Voltmeters wurde durch die Bestimmung des Magnetfeldes im Analysiermagneten mit einem Gaußmeter geprüft. Die Energie wurde um die jeweils verwendete Extraktionsspannung (max. 2.5 kV) an der Ionenquelle korrigiert. Der Fehler für die Projektilenergie beträgt ±0.5% bei 600 keV und ±1% bei 50 keV.

Für die Absolutmessungen ist eine genaue Kenntnis derIonenstromstärke erforderlich. Länge und Durchmesser des Faraday-Käfigs sind so gewählt, daß eine maximale Absorption der Ionen garantiert und eine Rückstreuung von Sekundärelektronen in die Streukammer vermieden wird. Zusätzlich ist der Faraday-Käfig mit einer 10 mm Ø Blende abgeschlossen. Um

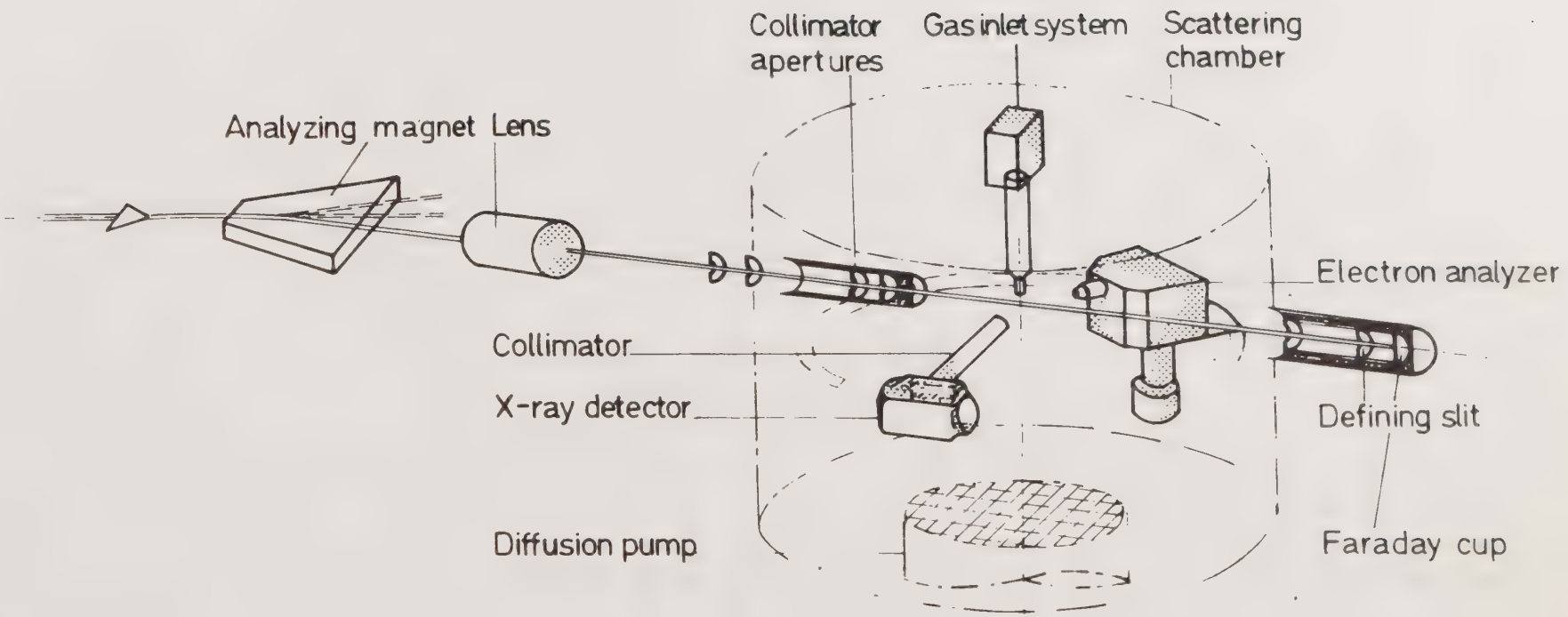


Fig. 4 Schematic drawing of the crossed-beam apparatus

eine Verfälschung des Aufladestromes durch sekundärgestreute Elektronen zu vermeiden, liegt der Auffänger auf einem positiven Potential von ca. 130 V.

Ein wesentliches Problem der energieabhängigen Messungen absoluter Wirkungsquerschnitte, ist die Reproduzierbarkeit des durch den Strahl und das Gastarget definierten Streuvolumens, das vom Elektronenspektrometer bzw. dem Röntgenspektrometer beobachtet wird. Diese Reproduzierbarkeit wird durch das Blendensystem vor dem Streuzentrum (Sto 71a) sowie durch eine Definitionsblende innerhalb des Faraday-Käfigs erreicht (Fig.4). Hierzu wird die Kammer mechanisch so justiert, daß alle Blenden gleichzeitig minimale Stromstärken anzeigen. Der Strahl wird dabei mit der Quadrupollinse auf die Definitionsblende im Faraday-Käfig fokussiert. Es ergibt sich dann ein Strahldurchmesser im Streuzentrum von ca. 2 mm. Bei optimaler Justierung und Fokussierung ist es möglich, einen 300 keV H^+ Strahl so durch die Kollimatorblenden zu schießen, daß diese einen minimalen Strom anzeigen und ein Strom von 20 µA im Faraday-Käfig gemessen wird.

Bei Energien unter 100 keV/amu spielt die Neutralisation der Ionen beim Durchgang durch Strahlführungssystem und Streukammer eine Rolle. Der Druck im Strahlrohrsystem beträgt ca. 10^{-6} Torr. Der Neutralisationsgrad wurde unter Verwendung von Wirkungsquerschnitten für Elektroneneinfang Prozesse von (De H 66a, b) sowie unter Berücksichtigung des Druckes im Strahlrohr und der Weglänge der Ionen bestimmt. Es zeigte sich, daß bei den vorliegenden Messungen Umladungseffekte vernachlässigt werden konnten.

Da in Seattle, USA, erstmalig mit der in (Sto 71a) beschriebenen Meßapparatur Atomstoßprozesse mit schweren Ionen bei Tandem-Energien untersucht wurden, die zum Teil hier behandelt werden, werden hierzu einige experimentelle Informationen gegeben.

Die maximale Spannung am Terminal des benutzten FN Tandem Beschleunigers beträgt 7 MeV. Die aus der verwendeten, direkten Extraktionsquelle extrahierten negativen Ionen werden auf ca. 20 keV beschleunigt, in einem 20° Magneten umgelenkt (Massenselektion) und fokussiert in die erste Stufe des Be-

schleunigers injiziert. Hier werden sie bis zum positiven Hochspannungsterminal in der Mitte des Tandems beschleunigt. In einem Gasstripper oder mittels eines Folienstrippers werden die negativen Ionen umgeladen und in der zweiten Stufe des Beschleunigers zum Erdpotential hin beschleunigt. Sie haben dann die Endenergie $E = (1+q)U$, wobei q der positive Ladungszustand der Ionen nach dem Stripper und U die Spannung am Terminal ist. Der aus dem Tandem austretende Ionenstrahl besitzt ein kontinuierliches Energiespektrum für jeden Ladungszustand. In einem 90° Magneten werden die Ionen nach Impuls und Ladung analysiert. Es wurden Cl^{n+}-Ionen mit Ladungszuständen von n = 5+ bis n = 15+ und einer Energie von 50 MeV erzeugt. Die verschieden geladenen Cl^{n+}-Ionen wurden an zwei Stellen durch Strippen in Folien erzeugt. Zunächst wurde dabei eine Gleichgewichts-Ladungsverteilung nach der ersten Stripperfolie im Beschleunigerterminal erzeugt. Dies führte zu maximalen Intensitäten für die Ladungszustände 5+ bis 8+. Die Ladungszustände 12+, 13+ und 15+ wurden mit einem 50 MeV 7+ Ionenstrahl, der in einer zweiten Folie vor dem Analysiermagneten hochgestrippt wurde, erzeugt. Ladungszustände kleiner als 5+ konnten nicht erzeugt werden, da die minimale Terminalspannung von 10 MV nicht überschritten werden konnte. Ladungszustände über 15+ konnten nicht mit den vorhandenen Strippereinrichtungen erzeugt werden, da Rekombination von Cl-Ionen zu nicht separierbaren Strahlenanteilen führte. Für die Ladungszustände 5+ bis 8+ wurden Strahlintensitäten von ~100 nA, für 12+, 13+ und 15+ 2 bis 10 nA am Targetort bestimmt. Für die Ladungszustände 9+, 10+ und 11+ ergaben sich für die Messung unzureichende Intensitäten.

Das oben beschriebene Kollimatorsystem konnte für die Messungen direkt übernommen werden. Die Befürchtung einer Erhöhung des Untergrundes durch Streuung des Strahls an Blendenkanten etc. hat sich nicht bestätigt. Zur Messung des Ionenstroms mußte der Faraday-Käfig modifiziert werden. Dies geschah im wesentlichen durch Verlängerung (1m) und den Einbau eines negativ vorgespannten und koaxial angeordneten

Zylinders im Faraday-Käfig. Der Auffänger selbst wurde positiv vorgespannt und die Rückstreuung von Elektronen verhindert.

Zur Untersuchung einer möglichen Kontamination des Ionenstrahls wurden Elektronenspektren über weite Energiebereiche aufgenommen.

3.3 Streukammer, Gastarget und Elektronenspektrometer

Da die Streukammer und das verwendete Elektronenspektrometer bereits in (Sto 71a; Ga 74b) ausführlich behandelt wurden, soll hier nur auf einige wesentliche Punkte eingegangen werden. Die vakuumdichte Aluminiumkammer (Fig.3) ist mit einer inneren zweiten Kammer aus Mu-Metall versehen, die zur Abschirmung von Magnetfeldern dient (das Erdmagnetfeld konnte um einen Faktor 100 reduziert werden). Durch den Kammerdeckel ragt ein Gaseinlaßrohr, dessen Ende über dem Streuzentrum mit einer Düse versehen ist. Unter dem Gaseinlaß hängt am Kammerboden eine Öl-Diffusionspumpe. Die Kammer ruht auf einem justierbaren Gestell.

Das Gastarget in Form eines Molekularstrahls von einigen Millimetern Durchmesser hat bei einem Druck von 2-3 x 10^{-3}Torr im Strahl eine Dichte von ca. 10^{-4} gr/cm^2. In einiger Entfernung vom Gasstrahl beträgt der Druck in der Kammer dann 4-6 x 10^{-5}Torr. Die Saugleistung der Öl-Diffusionspumpe von 3000 l/s ist so ausgelegt, daß dieser Druckgradient aufrecht erhalten werden kann. Der Basisdruck in der Kammer beträgt 4 x 10^{-7}Torr.

Die Messung und Regelung des Druckes geschieht mittels eines Ionisationsvakuummeters in Verbindung mit einem elektronischen Druckregelgerät. Der Druck im Gastarget kann so auf ±2% konstant gehalten werden. Das Ionisationsvakuummeter wurde gegen ein kapazitives Druckmeßgerät geeicht (vgl. Abschnitt 4).

Das Elektronenspektrometer ist ein elektrostatischer Analysator mit paralleler Anordnung der Ablenkplatten. Die Elektronen treten unter einem Winkel von 45° durch den Austrittsschlitz. Bevor die Elektronen in einem offenen 17 stufigen Elektronenvervielfacher nachgewiesen werden, durchlaufen sie ein schwaches Gegenfeld, das zur Unterdrückung niederenergetischer, im Spektrometer mehrfach gestreuter Elektronen dient.

Die Transmission des Spektrometers ist bekannt (siehe Tabelle II, Abschnitt 4), so daß absolute doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte für die Auger-Elektronen be-

stimmt werden können. Die Transmission wurde durch Vergleichsmessungen der Ar-L-Auger-Elektronen, für die die Wirkungsquerschnitte gut bekannt sind (Sto 74b), geeicht.

Die Energieauflösung des Spektrometers beträgt 2.6%. Sie kann erheblich verbessert werden, indem die zu analysierenden Elektronen durch ein negatives Feld vor Eintritt in das Spektrometer abgebremst werden. Die zur Abbremsung benutzte Spannung wird dabei so gewählt, daß die Elektronen das Spektrometer mit einer konstanten Energie durchlaufen. Die beste so erreichte Energieauflösung beträgt $\Delta E \approx 0.1$ eV (FWHM); Das in Fig. 2 mit 4.2 MeV H^+ erzeugte Ne-K-Auger-Spektrum wurde mit einer Auflösung von $\Delta E = 1.2$ eV aufgenommen (Sto 73c). Es wurde gezeigt, daß die Spektrometertransmission bei der Abbremsung konstant bleibt, d.h. eventuelle Fokussierungseffekte spielen keine Rolle.

3.4 Das Durchflußzählrohr

Zum Nachweis der charakteristischen Röntgenstrahlung wurde ein Durchflußzählrohr Typ F der Firma Siemens verwendet. Das Zählrohr hat Zylindergeometrie und besitzt zwei senkrecht zum Zählrohrdraht angeordnete Strahleneintrittsfenster. Die im Streuzentrum emittierte Röntgenstrahlung wird unter einem Emissionswinkel von 90° relativ zur Ionenstrahlachse nachgewiesen.

Das verwendete Zählrohr ist zum Nachweis langwelliger Röntgenstrahlung im Bereich von λ = 1,5 Å (8.3 keV) bis 50 Å (250 eV) geeignet. Für diesen Energiebereich ist als Zählrohrgas ein Gemisch bestehend aus 90% Argon und 10% Methan optimal. Das Zählrohr wird am günstigsten bei einem Durchflußdruck von etwa 720 Torr betrieben. Ein Durchflußbetrieb ist wegen der Durchlässigkeit der dünnen Fensterfolie (2 µm) bezüglich des Zählrohrgases erforderlich. Die Gasverstärkung des Gemisches ist stark von der Temperatur und dem Gasdruck abhängig. 1% Druckänderung bewirkt 10% Verstärkungsänderung, 1°C Temperaturänderung verursacht 4% Verstärkungsänderung. Der Gasdruck wird vor Eintritt in das Zählrohr, der Durchfluß nach Durchströmen des Zählrohres gemessen. Nach Passieren des Durchflußmeßgerätes kann das Gas frei entweichen, damit wird erreicht, daß der Gasdruck im Zählrohr weitgehend unabhängig vom äußeren Luftdruck ist.

Der Zählrohrdraht aus Wolfram ist mit einem Durchmesser von 40 µm so gewählt, daß die Messung bei einer positiven Hochspannung unterhalb 3 kV durchgeführt werden kann. Als optimale Betriebsspannung ergab sich für die Ne-K-Röntgenstrahlung eine Spannung von +1600 V.

Da die Höhe der erzeugten Impulse unter diesen Bedingungen proportional der Energie der absorbierten Röntgenquanten ist, können bestimmte Wellenlängen aus dem Röntgenspektrum ausgeblendet werden. Die Energieauflösung beträgt für den Fall der Ne-K-Röntgenstrahlung etwa 32%.

Gegen die im Targetgas und an den Kammerwänden gestreuten Ionen wurde das Strahleneintrittsfenster des Zählrohres

durch ein 26 cm langes Kollimatorrohr mit einem Eintrittsschlitz von 3 x 10 mm abgeschirmt. Das gesamte Röntgendetektorsystem ist in Fig. 5 dargestellt.

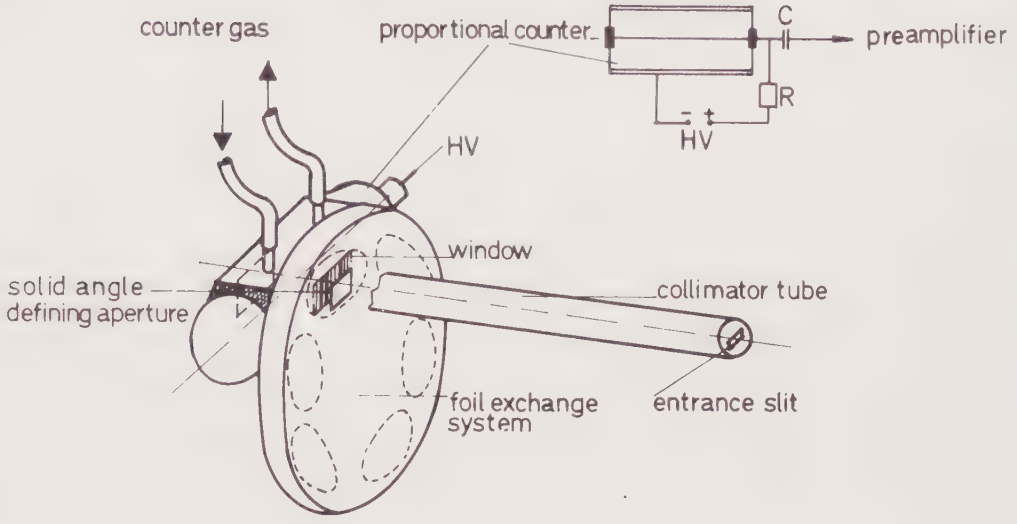
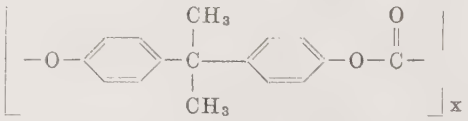


Fig.5 X-ray detector system

Das Kollimatorrohr reduziert Untergrundstrahlung (Kohlenstoff K_α 279 eV), die durch das Auftreffen gestreuter Ionen auf graphitierte Teile in der Streukammer verursacht wird. Der in die Absolutbestimmung der Röntgenintensität eingehende Raumwinkel wurde aus dem Abstand des Strahleneintrittsfensters vom Streuzentrum und der 10 x 10 mm großen Aperturblende (Fig. 5;8) vor dem Fenster bestimmt. Ein Stützgitter, das das 2 x 3 cm^2 große Folienfenster gegen die Druckdifferenz von 720 Torr zum Hochvakuum abstützt, reduziert den Raumwinkel um ca. 2%. Es wurde ein Wert von 1.83×10^{-3} für den Raumwinkel ermittelt. Bei den Messungen mit hochenergetischen Schwerionen ist es möglich, L-Röntgenstrahlung (720 eV) vom Eisen in dem Mu-Metall der Abschirmung anzuregen. Diese Strahlung würde die Messung der Ne-K-Röntgenstrahlung (850 eV) erheblich stören. Die Kammer wurde daher für diese

Messungen gegenüber dem Röntgendetektor mit Aluminiumfolie ausgekleidet. Um die absolute Röntgenausbeute bestimmen zu können, muß die Transmission der Röntgenstrahlung durch die Fensterfolie des Zählrohres bestimmt werden.

Als Fensterfolien wurden die dünnsten zu diesem Zählrohrtyp erhältlichen 2 µm Makrofol Folien verwendet. Makrofol ist ein Polycarbonat mit folgender Strukturformel:



Die Folien sind einseitig mit einer Aluminiumschicht von ca. 1600 Å Dicke bedampft. Die aluminiumbedampfte Seite ist dem Innenraum des Zählrohres zugewandt und gewährleistet so einen ungestörten Feldlinienverlauf im Zählrohr. Die Transmission wurde durch Einbringen weiterer Folien gleicher Dicke und Beschaffenheit in den Raum zwischen der Strahlungsquelle (Streuzentrum) und Zählrohr bestimmt.

Die hierfür verwendete Folienwechselvorrichtung (Fig. 4) besteht im wesentlichen aus einer unter Vakuum drehbaren Scheibe, auf der 6 Folien angebracht werden können. Durch Transmissionsmessungen an mehreren der gelieferten 2 µm Folien konnten somit Toleranzen in der Foliendicke festgestellt werden. Die Transmission für verschiedene Folien änderte sich dabei um weniger als 5%. Die gemessene Transmission ist für die verschiedenen Stoßprozesse im Abschnitt 5 angegeben.

3.5 Elektronischer Aufbau

Die im HMI-Berlin durchgeführten Experimente wurden durch einen PDP 11 Computer gesteuert. Während der Prozeßrechner die Elektronenspektren registrierte, wurden gleichzeitig mit einem VKA Röntgenspektren aufgenommen. Die in Seattle und Austin verwendete Elektronik und Steuerung der Experimente durch einen Prozeßrechner entsprach dem in Berlin benutzten Prinzip.

In Fig. 6 ist die Schaltung der Nachweiselektronik für Elektronen (Sto 74a; Ga 74) und Röntgenquanten dargestellt. Die von einem schnellen ladungsempfindlichen Vorverstärker (IV 30a) gelieferten Elektronenimpulse werden nach weiterer Verstärkung (IV 13) und Pulsformung gegen elektronisches Rauschen diskriminiert und als logische Pulse gezählt. Die Pulsrate wird auf den im Faraday Cup gemessenen Strahlstrom normiert. Hierzu wird der Ionenstrom in einem Analog Digital

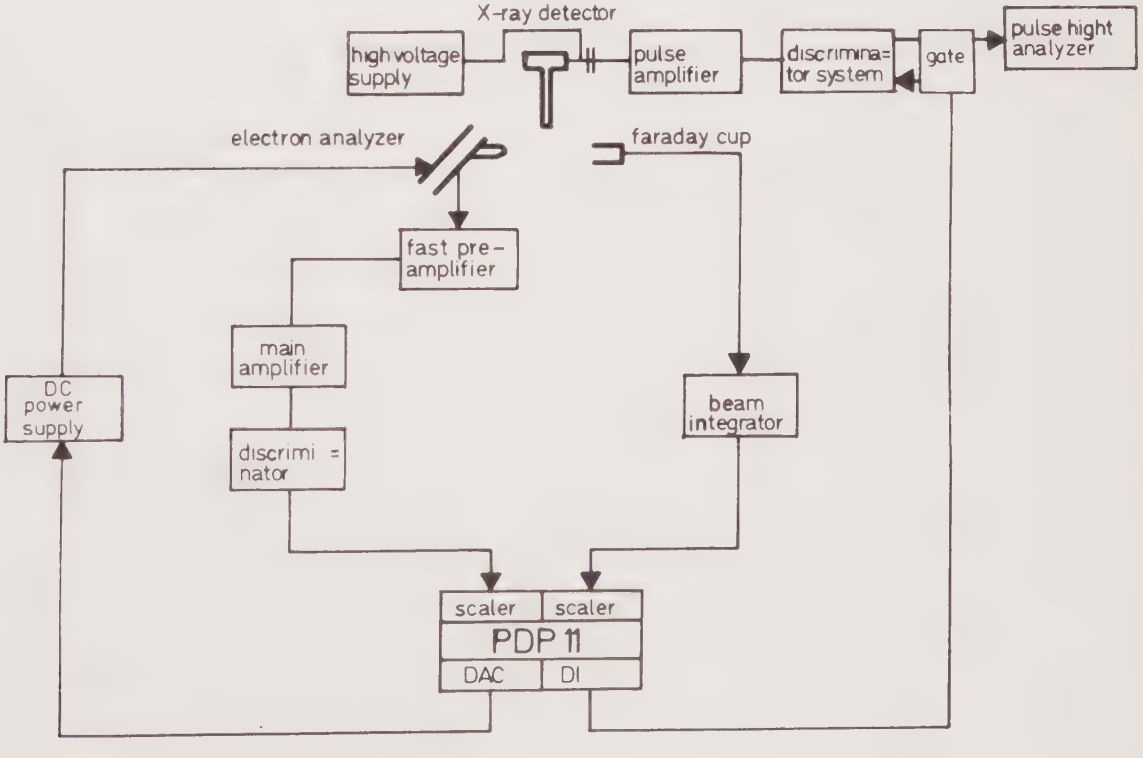


Fig. 6 electronic system

(DAC: Digital Analog Converter; DI: Digitales Interface)

Converter (ADC) digitalisiert. Nach Erreichen einer vorgegebenen, im Faraday-Kafig aufsummierten Ladungsmenge, wird die Ablenkspannung am Elektronenspektrometer variiert. Minimaler und maximaler Wert der Ablenkspannung sowie ein Raster für die Messung der Elektronenenergie werden ebenfalls vorgegeben. Die bei einer bestimmten Elektronenenergie registrierte Anzahl der Impulse aus dem SEV(Sekundärelektronen Vervielfacher) wurde während der Messung auf einem Sichtgerät dargestellt.

Um die charakteristische Röntgenstrahlung simultan zu den Auger-Elektronen zu messen, wird mit einem TTL (Transistor-Transistor Logik) Signal des Rechners, das der vorgewählten Pulszahl des im ADC konvertierten Ionenstromes entspricht, über ein lineares Gate die Eingabe des VKA gesteuert. Die vom Vorverstärker gelieferten energieproportionalen Spannungsimpulse werden verstärkt und geformt. Mit einem Differentialdiskriminator wird ein Energiefenster auf die jeweils zu messende Energie der Röntgenquanten eingestellt. Die Totzeit des VKA wurde bestimmt, sie betrug maximal 10%.

3.6 Fokussierendes Kristallspektrometer

Entsprechend den Ne-K-Auger-Spektren weist auch die Ne-K-Röntgenstrahlung Satellitenstrukturen auf. Um diese Linien auflösen zu können, ist ein hochauflösendes Röntgenspektrometer erforderlich. Da die Röntgenstrahlung, die von dem Gastarget emittiert wird, aufgrund der relativ geringen Targetdichte nicht sehr intensiv ist, muß für diese Messungen ein fokussierendes Kristallspektrometer benutzt werden. Mit einem derartigen Spektrometer wurden Messungen im Rahmen einer Gasttätigkeit an der Universität von Texas, Austin, USA, durchgeführt (Mat 74). Dabei wurden Protonen im Energiebereich von 150 keV bis 1500 keV und Elektronen von 1.3 keV als Projektile und Neon als Targetgas verwendet. Eine schematische Darstellung des Spektrometers und die Versuchsanordnung sind in Fig. 7 dargestellt. Im Gegensatz zu dem sonst verwendeten Gasstrahlverfahren wurde hier ein Gaszelle als Gastarget benutzt (vgl. Abschnitt 3.3).

Die Röntgenstrahlung tritt aus der Zelle in horizontaler Richtung von der Strahlachse gesehen, durch eine kreisförmige Öffnung von 2 mm Ø, unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse, aus. Um maximale Intensitätsverhältnisse zu erreichen, wurde die Eintrittsblende des Spektrometers (0.5 x 10 mm) so nahe wie möglich an die Strahlungsquelle gebracht. Die Eintrittsblende des auf 10^{-4} Torr evakuierten Spektrometers konnte dabei jedoch nur bis auf 5 mm an die Öffnung der Gaszelle herangefahren werden, damit die Druckdifferenz zur Gaszelle, durch das als Puffervolumen dienende Strahlrohr, aufrecht erhalten blieb.

Im folgenden soll die Wirkungsweise des Spektrometers erläutert werden. Das Röntgenspektrometer ist so konstruiert, daß eine ideale Punktquelle wieder auf einen Punkt abgebildet wird, sofern Quelle, Kristall und Bild, d.h. Detektor mit Eintrittsschlitz auf dem sogenannten Rowland-Kreis mit dem Radius R liegen. Der Rowland-Kreis stellt die Kurve der besten Fokalität für an einem konkaven Kristall-

gitter reflektierte Strahlung dar. Der Krümmungsradius der Gitterebene des Kristalls ist 2R; einfallender und reflektierter Strahl bilden je einen Winkel θ mit der Gitterebenennormalen. Da es sich im vorliegenden Fall um eine Linienquelle handelt, verwendet man nicht einen sphärisch gekrümmten Kristall, sondern einen zylindrisch gebogenen Kristall. Der Biegeradius ist stets der doppelte Rowland-Radius und bei festen Kristallen wie Glimmer, ist der Schleifradius gleich dem Rowland-Radius. Den Zusammenhang zwischen Reflexionswinkel und Wellenlänge ergibt bei dem beschriebenen Johansson'schen Spektrometer die bekannte Bragg Bedingung

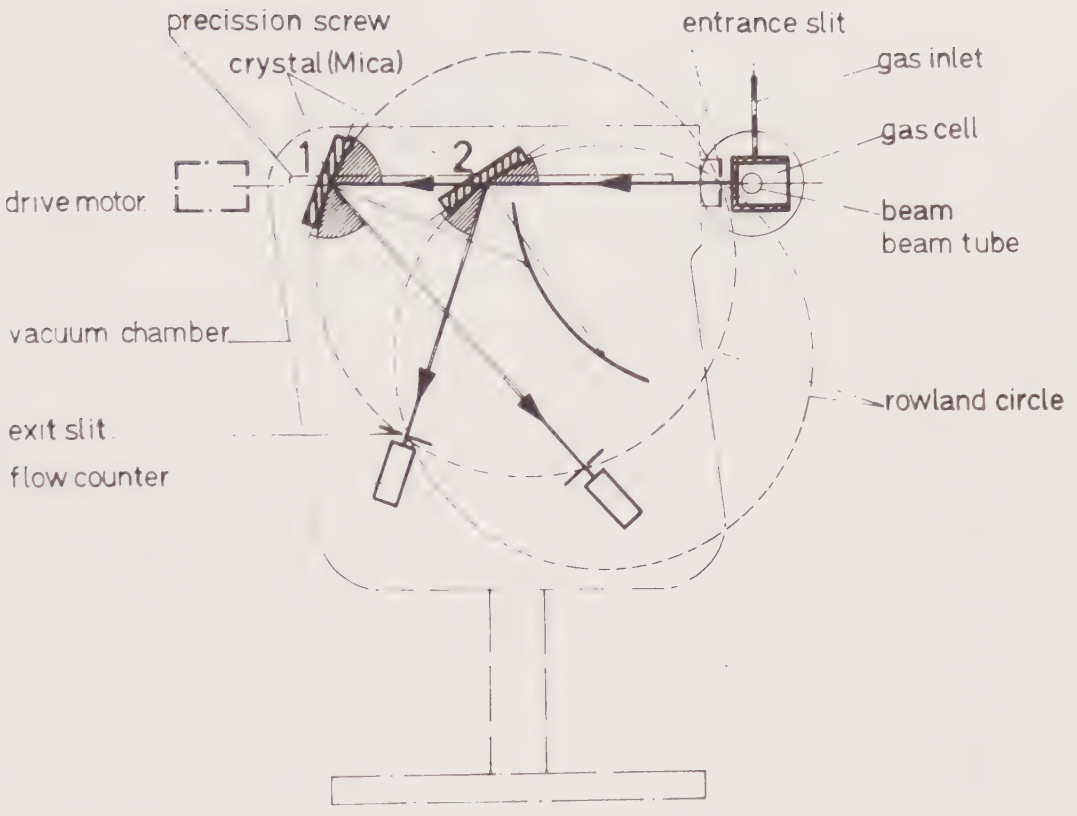
$$\sin \theta = n\lambda/2d$$

d = Gitterkonstante
n = Ordnungszahl der Kristallebenen
λ = Wellenlänge des einfallenden Röntgenstrahls
θ = Reflexionswinkel

Der Eintrittsspalt wird im vorliegenden Experiment auf einen variablen Austrittsspalt abgebildet, hinter dem mittels eines Proportionalzählrohrs die Röntgenstrahlung nachgewiesen wird (Fig. 7).

Detaillierte Abhandlungen über Kristallspektrometer sind in (Jon 63; Jo 33; Joh 31) zu finden.

Der mechanische Aufbau des Spektrometers ist den physikalischen Bedingungen d.h. Erfüllen der Bragg Bedingung bei gleichzeitig feststehendem Eintrittsspalt, angepaßt.



(1 long wavelength position ; 2 short wavelength position)

Fig. 7 curved crystal spectrometer

Die Orte der Quelle und des Eintrittsschlitzes bleiben während der Messung unverändert. Das Spektrometer ist am Strahlrohr direkt vor der Austrittsöffnung der Gaszelle angeflanscht. Der Kristall und der Austrittsschlitz sowie das Zählrohr sind so in einem vakuumdichten Gehäuse montiert, daß der Kristall bei jeder Verschiebung auf dem Rowland-Keis bleibt. Eine Präzisionsschraube bewegt den sich gleichzeitig drehenden Kristall so, daß sich eine lineare Wellenlängenskala ergibt. Über ein Gestänge wird der Detektor mitgefahren. Ein mit konstanter Geschwindigkeit

laufender Motor bewegt den Kristall in linearen Schritten. Es ergibt sich somit eine direkte Korrellation zwischen der Wellenlänge und den Motorschritten. Über der Wellenlänge wird direkt die gemessene Intensität als Spektrum aufgetragen. Wie bei den Elektronen- und Röntgenspektren beschrieben wird auch hier auf den im Faraday-Käfig gemessenen Ionenstrom normiert. Die Steuerung des Schrittmotors sowie die Aufnahme der Spektren erfolgte mit einem Prozeßrechner PDP 8. Für die Untersuchungen am Ne wurde ein Glimmer (Mica) Kristall verwendet. Zur Energieeichung des Spektrometers wurde die mit Protonen angeregte K-Linie des Aluminiums (8.339 Å (1.487 keV)) verwendet. Bei den Messungen wurden keine absoluten Röntgenausbeuten bestimmt. Es wurden die relativen Linienintensitäten im Röntgenspektrum untersucht. Die Reflektivität des Kristalls für unterschiedliche Ne-K-Wellenlängen wurde dabei berücksichtigt, sie variiert zwischen 8.1×10^{-5} und 10×10^{-5} (Br 74).

4. Methoden zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte für Auger-Elektronen und Röntgenemission

Für die K-Schale eines Atoms kann in einer Ion-Atom Streuexperiment aus der Messung absoluter Wirkungsquerschnitte für die Röntgen (σ_X)- und Auger-Elektronenemission (σ_A), der Beziehung $\bar{\omega}_K = \sigma_X/\sigma_K$ ($\sigma_K = \sigma_X + \sigma_A$, Gesamtionisationsquerschnitt für die K-Schale) entsprechend, die mittlere (absolute) Fluoreszenzausbeute bestimmt werden. Die Mittelung ergibt sich aus der integralen Messung über alle Röntgenübergänge zu den verschiedenen im Ionisationsprozeß angeregten Zustände. Der Fehler für die Fluoreszenzausbeute ergibt sich aus der Kombination der experimentellen Unsicherheiten für die Größen σ_X und σ_A. Werden σ_X und σ_A in separaten Messungen an unterschiedlichen Apparaturen bestimmt, so können sich experimentelle Unsicherheiten bei der Bestimmung der Fluoreszenzausbeute addieren. Es ist daher vorteilhaft, Auger-Elektronen und Röntgenquanten simultan in einer Meßapparatur zu messen. Von (Bu 72b) wurde bei der Untersuchung von Atomstoßprozessen mit schweren Ionen ein solches Meßverfahren erstmalig angewendet.

Bei den im Rahmen der vorgelegten Arbeit durchgeführten Messungen wurden Auger-Elektronen und Röntgenquanten ebenfalls simultan in einer Apparatur gemessen. Hierzu wurde eine bereits existierende Meßapparatur zur Bestimmung absoluter Auger-Elektronen Wirkungsquerschnitte (Sto 71a) durch den Einbau eines geeigneten Röntgendetektorsystems erweitert. Aus Fig.8 ist die Geometrie der Anordnung ersichtlich. Der Ionenstrahl kreuzt einen Molekularstrahl, der in der Darstellung senkrecht zur Zeichenebene gerichtet ist. Die aus dem Streuzentrum emittierten Auger-Elektronen werden unter dem Emissionswinkel von 150°, die emittierten Röntgenquanten unter einem Winkel von 90° relativ zur Strahlachse nachgewiesen. Bei guter Justierung sollen sich die Achsen der Spektrometer- und Kollimatorblenden im Zentrum der Molekularstrahlverteilung kreuzen. Das Streuvolumen wird für jedes Detektorsystem durch die Anordnung und die Maße der Kollimatoreintrittsblenden und der jeweiligen Austrittsblenden festgelegt.

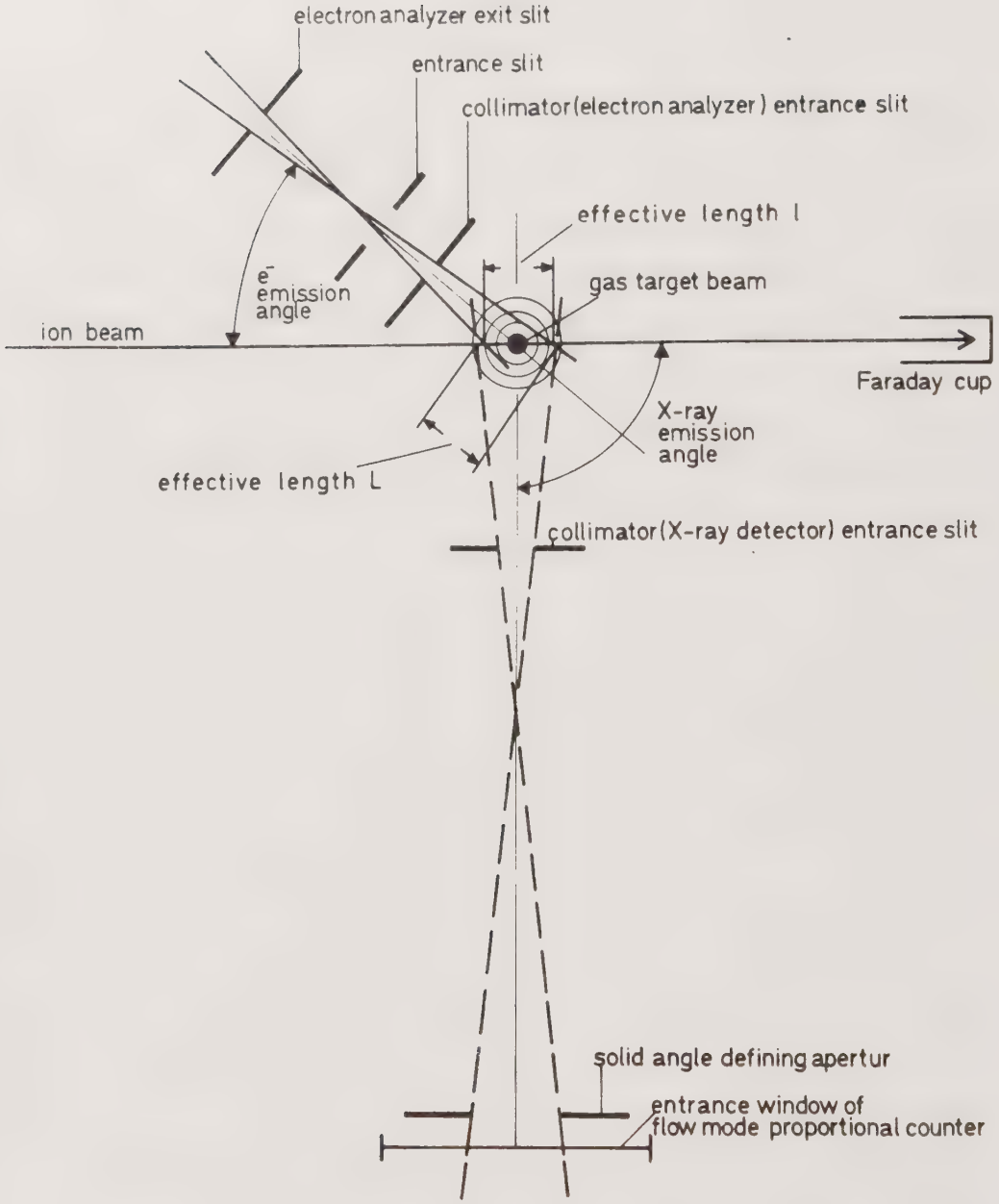


Fig. 8 two detector geometry for simultaneous measurements of electrons and X-rays

Aus der Darstellung in Fig. 3 ist zu ersehen, daß die effektive Länge des vom Elektronenspektrometer beobachteten Streuvolumens von Emissionswinkel nach $l = l_o / \sin\theta$ abhängt. l_o ist die effektive Länge für $\theta = 90^\circ$. Für das Elektronenspektrometer ist $l_o = 3.57$ mm (für $\theta = 150^\circ$ ist $l = 7.14$ mm), für das unter 90° stehende Röntgendetektorsystem ist $L_o = 12.4$ mm.

Bei bekannter Targetgasdichte im Streuzentrum können aus der vorgegebenen Geometrie der Spektrometer und der im Faraday-Käfig gemessenen Ionenstrahlstromstärke für gegebene Gasart die absoluten Wirkungsquerschnitte für Auger-Elektronen- und Röntgenemission bestimmt werden. Da der Druck im Streuzentrum d.h. die genaue Gastargetdichte nicht bekannt ist, wurde ein in (Sto 71b) beschriebenes Normierungsverfahren verwendet. Hierbei werden die mit dem Molekularstrahl aufgenommenen Spektren auf solche Spektren normiert, die bei homogenem Kammerdruck d.h. bekanntem Druck im Streuzentrum aufgenommen werden. Der Normierungsfaktor, der Quotient aus den Intensitäten mit und ohne Molekularstrahl aufgenommener Spektren, wird mit H bezeichnet. Er ist von der zum jeweiligen Spektrometer gehörenden effektiven Länge des Streuraumes (Fig. 8) und dem Abstand der Gasdüse vom Ionenstrahl abhängig. Der Düsenabstand zur Strahlachse betrug bei den vorliegenden Messungen 3.3 mm. Zwischen den effektiven Längen L_o, l und den Normierungsfaktoren besteht die Beziehung

$$H_A / H_X = L_o / l$$

Hieraus ergibt sich ein Faktor von 3,4 für die Umrechnung von H_A auf H_X. Es ist zu bemerken, daß die Größe h empfindlich von dem jeweils beobachteten Streuvolumen abhängt. Daraus folgt, daß für jede neue Justierung des Ionenstrahls die Größe H neu zu bestimmen ist.

Für die Auger-Elektronen besteht folgender Zusammenhang zwischen den Meßwerten Z_A und dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt pro Atom:

$$\frac{d^2\sigma_A(\ ,\ )}{d\Omega_A\ d\ } = 1/f_A \cdot {}_A(\ ,\ ) \quad \frac{\sin\ }{\Delta\ }$$

mit

$$f_A = n_p \cdot No \cdot l_o \cdot \eta \cdot \Delta\Omega_A$$

Die einzelnen Größen sind:

n_p : Anzahl der Projektilteilchen

No : Anzahl der Meßgasmoleküle (-Atome) pro Volumeneinheit

l : effektive Länge des Streuraumes

η : Spektrometerempfindlichkeit

$\Delta\Omega_A$: Raumwinkel

ΔE : effektives Energieintervall

ΔE ist vom Auflösungsvermögen des Spektrometers abhängig. Für ΔE gilt: $\Delta E = A(E + eU_V)$ wobei A das Auflösungsvermögen, U_V eine Abbremsspannung und E die Energie der um U_V abgebremsten Elektronen sind. Für den einfach differentiell zu messenden totalen Wirkungsquerschnitt der (isotropen) charakteristischen Röntgenstrahlung pro Atom gilt

$$\sigma_X = \int \frac{d\sigma_X}{d\Omega_X} = 4\pi\ Z_X \cdot 1/f_X$$

mit

$$f_X = n_p \cdot No \cdot L \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot A \cdot \Delta\Omega_X$$

wobei n_p und No den oben definierten Größen entsprechen. Es sind weiter

L : effektive Länge, beobachtet vom Proportionalzähler

T_1 : Transmission der Fensterfolie

T_2 : Transmission des Stützgitters

A : Anteil der im Zählgas absorbierten charakteristischen Röntgenquanten (A ist 1 für die We-K-Röntgenstrahlung)

$\Delta\Omega$: Raumwinkel

Die Größen $\Delta\Omega_X$, $\Delta\Omega_A$, L, l, T_2 ergeben sich aus der geometrischen Anordnung. Die Anzahl der Meßgasmoleküle ergibt sich aus dem Druck im Streuvolumen. Die Druckanzeige B des verwendeten Ionisationsvakuummeters ist dabei von der Gasart abhängig. Der wahre Druck P ergibt sich aus Vergleichsmessungen mit einem kapazitiven Druckmeßgerät aus der Beziehung $P = f \cdot B$. Der Faktor f für Neon wurde aus (Ga 74) entnommen, er beträgt 4.303 ± 0.25. Der Fehler in der Druckmessung wurde zu 10% abgeschätzt. Bei der Messung der Auger-Elektronen Emissionsquerschnitte liegt die größte Unsicherheit in der Spektrometerempfindlichkeit η, der Fehler hierfür liegt bei 15%. Das Auflösungsvermögen ist mit einem Fehler von ca. 2% behaftet. Die Fehler für n_p und l sind gegenüber dem Fehler von η vernachlässigbar.

Bei der Bestimmung der Röntgenemissionsquerschnitte ist der Fehler für die Transmission wesentlich, er liegt bei ca. 15%. Bei den Messungen wurde angenommen, daß die Empfindlichkeit des verwendeten Durchflußzählrohres gleich der Folientransmission ist.

Für das Elektronenspektrometer und das Durchflußzählrohr sind die Kenndaten, die zur Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte σ_X, σ_A für die K-Schale von Neon erforderlich sind, in Tabelle II zusammengefaßt:

Tabelle II

Kenngrößen	Elektronen-spektrometer	Durchfluß-zählrohr
1. Auflösungsvermögen	A_{exp}=0.0262 0.0005 (A_{the}=0.0211)	A'_{exp}=0.31(NeK)
2. Raumwinkel	$\Delta\Omega_A$=6 21 10^{-4}sr	$\Delta\Omega_X$=1.48 10^{-3}sr
3. effektive Streuraumlänge	l_o = 3,57 mm	L_o = 12.4 mm
4. Empfindlichkeit bzw. Transmission für eine 2µm Makrofol Folie (T_1) und Stützgitter(T_2)	η = 0.25-0.34	T_1 = 0.41-0.43 T_2 = 0.98
5. Nachweiswahrscheinlichkeit des Multipliers bzw. Zählrohres	0.76-1.0	1.0

5. Meßergebnisse und Analysen

5.1 Übersicht

Zunächst wird die Energieabhängigkeit der mittleren Ne-K-Fluoreszenzausbeute in Stoßprozessen mit leichten Projektilionen (100 keV - 5 MeV $H^+ \rightarrow$ Ne) durch die Messung absoluter Auger-Elektronen- und Röntgenemissionsquerschnitte untersucht. Dabei wird neben einem Anstieg von $\bar{\omega}_K$ mit fallender Projektilenergie auch ein Anstieg der Wahrscheinlichkeit für eine Mehrfachionisation des Targetatoms Neon beobachtet. Diese Energieabhängigkeit der Mehrfachionisation wird mittels der Satellitenlinienstruktur in hochaufgelösten Auger- und Röntgenspektren detailiiert untersucht. In einer Analyse wird der Zusammenhang zwischen den dabei bestimmten relativen Satellitenlinienintensitäten und $\bar{\omega}_K$ gezeigt. Dazu werden Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ für einzelne Leerstellenkonfigurationen bis zu maximal i = 2 Leerstellen in der L-Schale bestimmt. Diese werden mit theoretsichen und halbempirisch aus anderen Stoßprozessen unsicher bestimmten Werten verglichen.

Messungen mit niederenergetischen schweren Ionen (50 - 600 keV $He^+ \rightarrow$ Ne) zeigen eine weitere Erhöhung der mittleren Fluoreszenzausbeute. Dies entspricht einer Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für die Ionisation der L-Schale beim Übergang zu schwereren Projektilen.

Die Abhängigkeit der Ne-K-Wirkungsquerschnitte σ_X und σ_A für Emission von Röntgenstrahlen bzw. Auger-Elektronen vom Ladungszustand n der Projektilteilchen wurde in Messungen mit hochenergetischen schweren Ionen (50 MeV $Cl^{n+} \rightarrow$ Ne) untersucht. Der starke Anstieg von σ_X mit der Ladungszahl n wird durch einen entsprechenden Anstieg von $\bar{\omega}_K$ und σ_K erklärt.

5.2 Bestimmung mittlerer Ne-K-Fluoreszenzausbeuten bei der Streuung leichter Projektilionen am Neon.

Der allgemeinen Betrachtung über Mehrfachionisation in Kapitel 2 entsprechend, ergibt eine Mittelung über alle möglichen angeregten Anfangszustände eine mittlere Fluoreszenzausbeute. Sie wird durch Messung absoluter Gesamtwirkungsquerschnitte für die Ne-K-Röntgen- (σ_X) und Auger-Elektronenemission (σ_A) aus der Beziehung (5) $\bar{\omega}_K = \sigma_X/(\sigma_X + \sigma_A)$ bestimmt (Abschnitt 2.2). Die in Fig. 9 und 10 dargestellten Auger- und Röntgenspektren wurden mit dem in Abschnitt 3.3 und 3.4 beschriebenen Parallelplattenanalysator und Durchflußzählrohr aufgenommen. Die Energieauflösung für die Auger Spektren betrug 2.6 % (FWHM), für die Röntgenspektren 32 % (FWHM). Dieses Auflösungsvermögen ist zur Bestimmung von σ_X und σ_A ausreichend.

Wegen der relativ hohen Transmission des Elektronenspektrometers (Abschnitt 4) und der höheren Anregungswahrscheinlichkeit im Protonenfall, ist die Statistik in den mit H^+ erzeugten Spektren besser als in den mit He^+-Ionen angeregten Spektren.

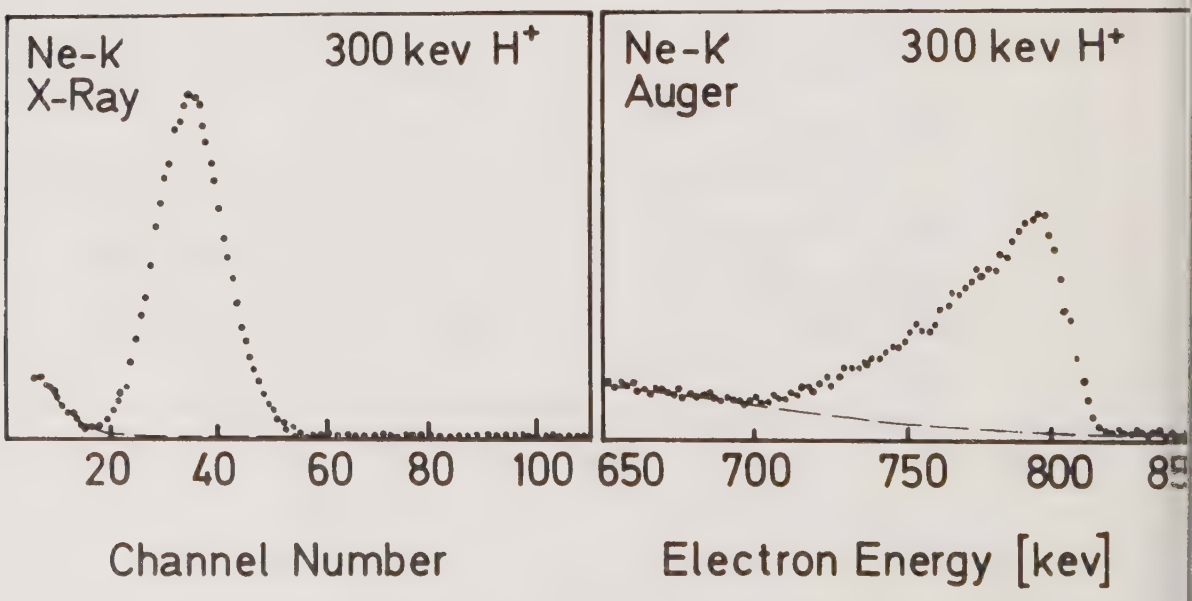


Fig. 9 Mit 300 keV H^+ induzierte Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren

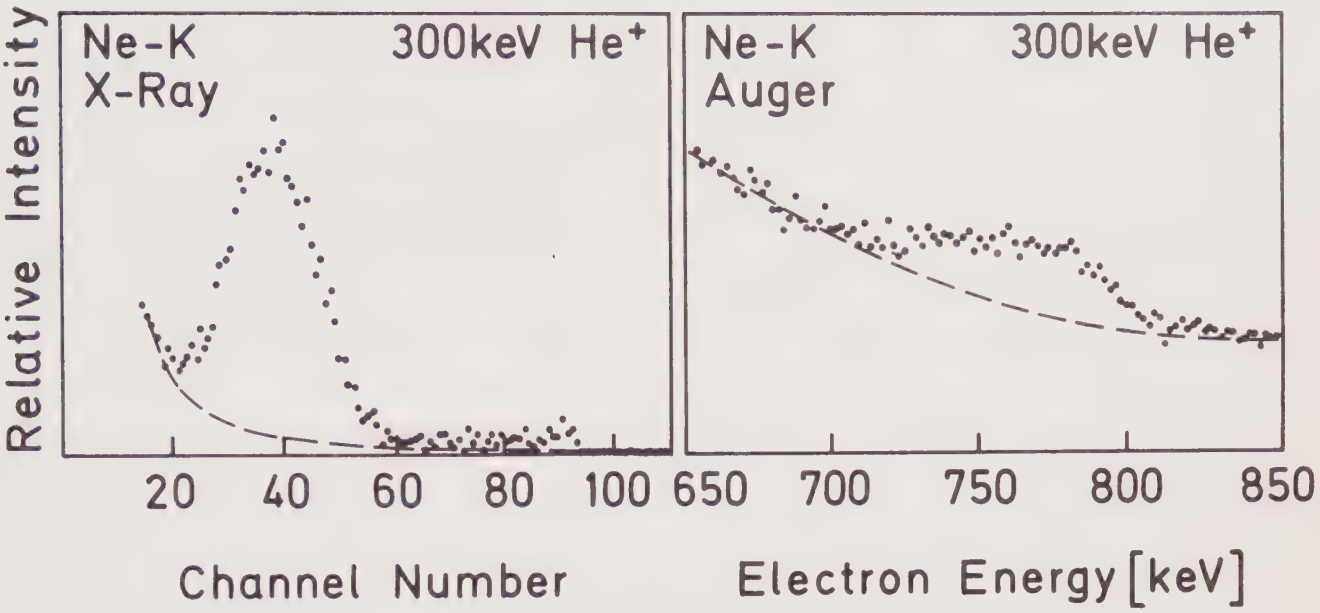


Fig. 10 300 keV He^+ induzierte Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren

Die unterbrochen eingezeichneten Kurven stellen den Verlauf des Untergrundes in den Emissionsspektren dar.

Die absoluten Wirkungsquerschnitte σ_X, σ_A wurden nach der im Abschnitt 4 beschriebenen Methode bestimmt. In Tabelle III sind die Wirkungsquerschnitte zusammengestellt und in Fig. 11 und 12 dargestellt. Ergebnisse aus Messungen, bei denen He^+ als Projektilionen verwendet werden, sind ebenfalls angegeben. Die zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benutzten Geometriefaktoren sind in Tabelle II, Abschnitt 4 angegeben.

Für σ_X wird ein absoluter Fehler von 20%, für σ_A einer von 15% angegeben, so daß der absolute Fehler für $\bar{\omega}_K$ dann 25% beträgt. Der relative Fehler wurde mit 10% bezüglich der Energievariation und Art der Projektile abgeschätzt.

Tabelle III

Absolute Wirkungsquerschnitte für die Emission von Auger-Elektronen (σ_A) und charakteristischer Röntgenstrahlung (σ_X), sowie mittlere Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K$ für Neon aus Stoßprozessen mit 100 - 600 keV H^+-, He^+-Ionen auf Neon.

Projektil	E (keV)	σ_X (10^{-22} cm^2/atom)	σ_A (10^{-20} cm^2/atom)	$\bar{\omega}_K$ (10^{-2})
H^+	100	0.150	0.073	2.02
	120	0.285	0.142	1.97
	150	0.529	0.266	1.95
	200	1.230	0.614	1.96
	250	2.410	1.250	1.90
	300	3.140	1.690	1.89
	400	4.970	2.700	1.81
	500	6.560	3.580	1.80
	600	8.210	4.490	1.80
	5 MeV	14.00	86.00	1.63
He^+	200	0.0146	0.0069	2.07
	300	0.0789	0.0388	1.97
	400	0.2420	0.1230	1.94
	500	0.5190	0.2420	2.10
	600	1.0600	0.5120	2.07

Wirkungsquerschnitte für die Auger-Elektronenemission für He^+ + Ne wurden bisher nicht gemessen. Für die Röntgenemissionsquerschnitte existieren drei Werte für Einschußenergien von 45 keV bis 135 keV von (Ha 73a). Bei entsprechender Extrapolation der Meßwerte ergibt sich eine mäßige Übereinstimmung (Fig. 12). Eine Transmissionsänderung der Fensterfolie wurde nicht beobachtet (42±3)%. Die Fehlerangaben entsprechen denen aus Messungen mit Protonen.

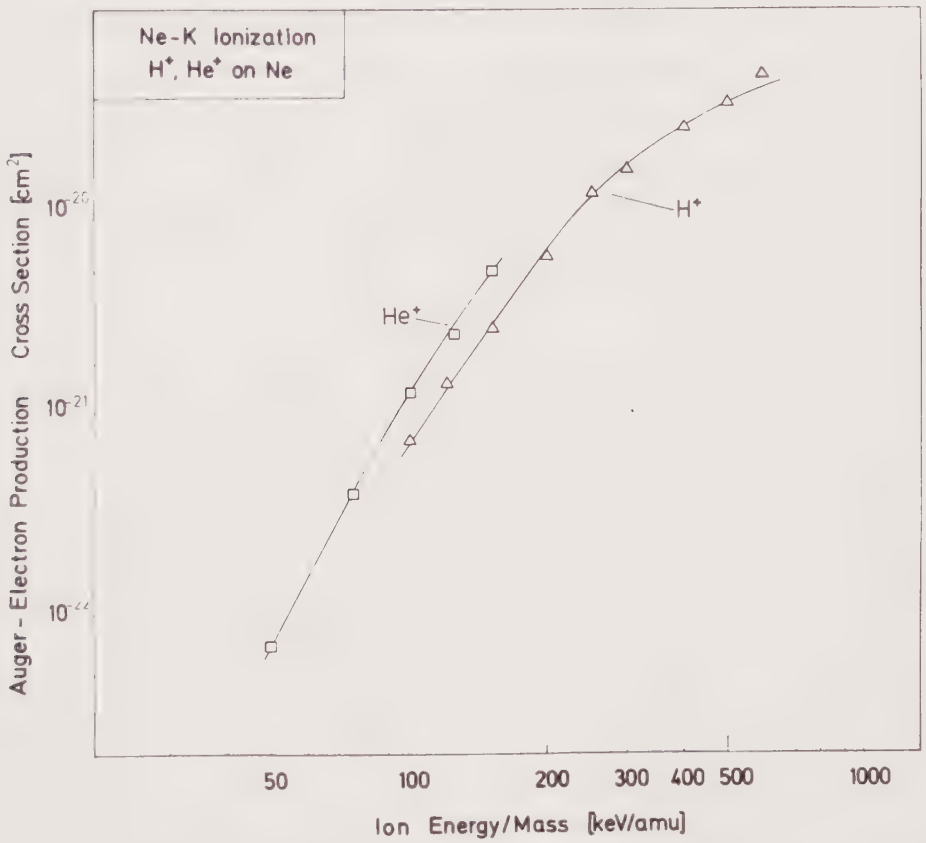


Fig. 11 Absolute Wirkungsquerschnitte für Auger-Elektronenemission σ_A in H^+, He^+ + Ne Stößen

Die Wirkungsquerschnitte für Erzeugung der Auger-Elektronen und die K-Schalen Ionisation sind für Neon (kleines Z) praktisch identisch. Die Gesamtwirkungsquerschnitte für die Ionisation der K-Schale wurden durch Integration der Auger-Spektren über den Energiebereich von 720-850 eV und unter Berücksichtigung des Emissionswinkels von 150° bestimmt. Die Auger-Spektren sind einem kontinuierlichen Elektronenunter-

grund überlagert("knock-on" Elektronen). Der Untergrund wurde durch Messungen bei Emissionsenergien oberhalb und unterhalb der Auger-Linien gemessen und der Verlauf im Bereich des Intensitätsmaximums durch Anpassen an ein Polynor bestimmt. Die gesamte Auswertung der Spektren erfolgte mittels spezieller Auswertungsprogramme an dem auch für die Steuerung der Experimente benutzten PDP II - Prozeßrechner. Die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation der K-Schale durch Protonen stimmen gut mit theoretischen Werten, die mittels der Theorie zum Zweierstoß von Garcia (Ga 70) errechnet wurden, überein. Bisherige Vergleiche von theoretischen Werten mit experimentellen Röntgenemissionsquerschnitten waren wegen starker Diskrepanzen der Fluoreszenzausbeutewerte unsicher (Ga 73).

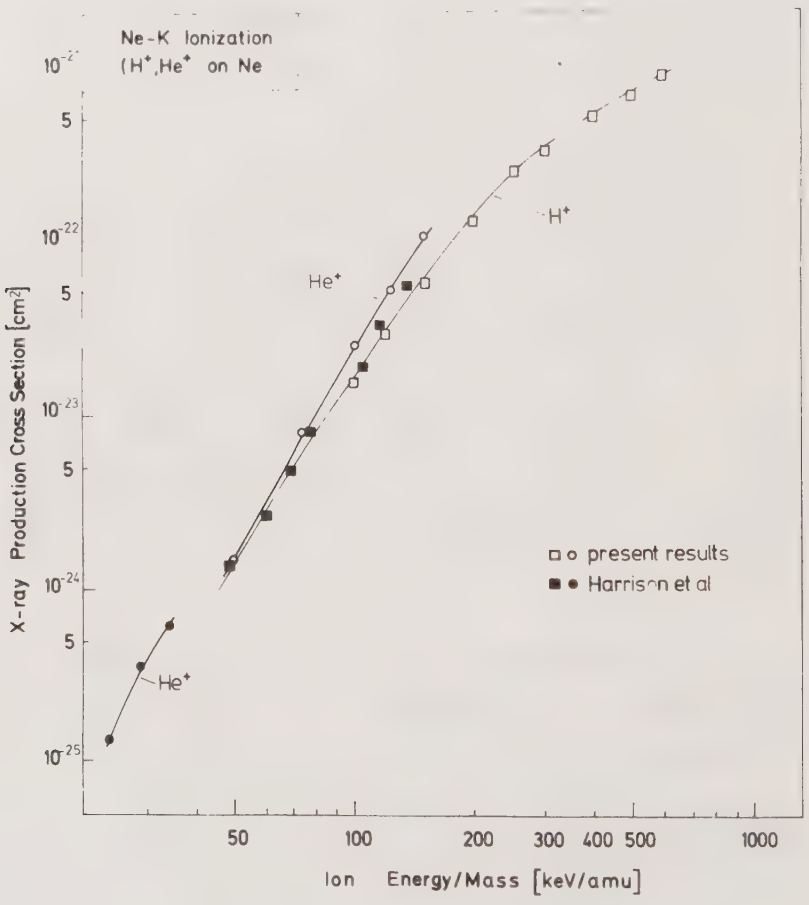


Fig. 12 Absolute Röntgenemissionsquerschnitte σ_X aus H^+, He^+ + Ne Stößen. Zum Vergleich sind Werte von (Ha 73a) angegeben.

Die Ne-K-Röntgenspektren weisen auf der niederenergetischen Seite einen zur Kohlenstofflinie $K_{\alpha,\beta}$ gehörenden Untergrund auf. Dieser wird durch Streuung von Protonen an graphitierten Teilen (Elektronenspektrometer) erzeugt. Er wurde durch Anpassen einer Exponentialfunktion bestimmt und vom Gesamtspektrum subtrahiert. Wie aus den hochaufgelösten Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren ersichtlich ist (Fig. 2), führt die energieabhängige Mehrfachionisation zur Erzeugung von Satellitenlinien unterschiedlicher Energielagen und Intensitäten. Bei der Bestimmung der absoluten Röntgenemissionsquerschnitte wird angenommen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit im Zählrohr identisch mit der Transmission der Fensterfolie ist. Eine Änderung in der Nachweiswahrscheinlichkeit d.h. der Transmission ist durch $\Delta T = \exp(\Delta\mu \cdot x)$ gegeben. Dabei ist $\Delta\mu$ die Änderung des Absorptionskoeffizienten, die sich aus einer Energieverschiebung der Röntgenintensität ergibt, x ist die Foliendicke. Eine Energieabhängigkeit der Mehrfachionisation sollte sich in einer entsprechenden Abhängigkeit der Folientransmission zeigen. Sorgfältig durchgeführte Transmissionsmessungen mit 2 µm Makrofol Fensterfolien ergaben jedoch, daß die Transmission innerhalb des Fehlers (41±4)%, bei Messungen mit Protonen konstant blieb. Auch für die Messungen mit He^+ konnte keine Änderung der Transmission festgestellt werden; T betrug hierbei (42±4)%. Die Transmissionswerte aus Stoßprozessen mit schweren Ionen zeigen eine leicht steigende Tendenz, die sich jedoch auch im Rahmen des angegebenen Fehlers von 10% bewegt. Eine entsprechende Energieverschiebung in den Röntgenemissionsspektren konnte nicht festgestellt werden, da die Energieauflösung des Durchflußzählrohres von 32% zu ungünstig ist. Daß diese, ebenso wie eine leichte Transmissionsänderung vorhanden sein muß, ist aus den hochaufgelösten Röntgenemissionsspektren (Fig. 2,17) ersichtlich.

In Fig. 13 sind mittlere Fluoreszenzausbeuten von Ne für verschiedene Projektile dargestellt. Die aus Messungen mit Ne^+-Ionen angegebene Kurve wurde aus (Sto 74c) entnommen und zum Vergleich dargestellt. Die Differenzen in den Werten für Ne^+, He^+ und H^+ zeigen starke Variationen in den Fluoreszenzausbeuten, die von dem Ionisationsgrad der äußeren Schalen beeinflußt wird. Dieser ist wiederum, wie aus den entsprechenden Emissionsspektren ersichtlich und wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird, von der Art und Energie der Projektile abhängig.

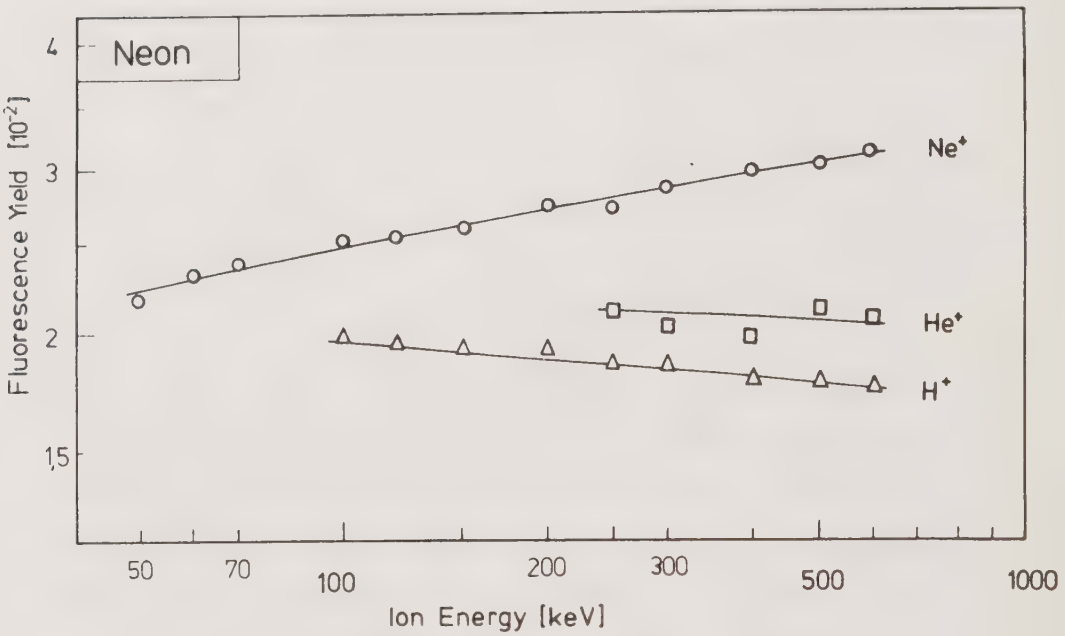


Fig. 13 Mittlere Fluoreszenzausbeuten von Ne für verschiedene Projektile

Da die Form der Auger-Elektronenspektren ein Anwachsen des Ionisationsgrades der äußeren Schale mit fallender Protonenenergie gibt, ist ein Zusammenhang zwischen der Leerstellenkonfiguration äußerer Schalen und der Fluoreszenz-

ausbeute zu vermuten. Bei Verwendung noch schwererer Projektilionen wie z.B. Ne^+-Ionen ist die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Leerstellen in der L-Schale noch höher (im Mittel sind es bei 400 keV ca. 3 Leerstellen; siehe Sto 74f). Offensichtlich hat dies eine weitere Erhöhung von $\bar{\omega}_L$ zur Folge.

Der Zusammenhang zwischen dem Grad der Mehrfachionisation und der Fluoreszenzausbeute ist Gegenstand der Untersuchungen in den nächsten Kapiteln.

5.3 Relative Satellitenlinienintensitäten in Protonen induzierten Ne-K-Auger-Elektronenspektren.

In Fig. 14 sind mit 300 keV bis 4.2 MeV Protonen angeregte Ne-K-Auger-Elektronenspektren dargestellt; der kontinuierliche Elektronenuntergrund, durch im direkten Stoßprozeß herausgeschlagene Elektronen ("knock-on" Elektronen) erzeugt, wurde subtrahiert. Die Auger-Elektronenspektren wurden unter einem Rückwärtswinkel von 150° relativ zur Strahlachse aufgenommen, da unter diesem Winkel der kontinuierliche Elektronenuntergrund am geringsten ist. Sämtliche dargestellte Spektren wurden mit einer Energieauflösung von 1.1%(FWHM) gemessen. Diese Energieauflösung ist ausreichend, um die Intensitätsänderungen der Satellitenstrukturen (schraffierte Bereiche) bei Änderung der Projektilenergie zu beobachten. Zur Identifikation von Linien in diesen Spektren muß ein Spektrum, das mit wesentlich besserer Energieauflösung aufgenommen wurde, hinzugezogen werden. Die Gesamtintensität der im Spektrum enthaltenen Normallinien wird mit Hilfe zugehöriger Verzweigungsverhältnisse, die ebenfalls aus hochaufgelösten Spektren entnommen werden, bestimmt. Hochaufgelöste Ne-K-Auger-Spektren wurden von (Kö 66; Kr 70, 71a,b; Sto 73c) gemessen. Ein mit 4.2 MeV Protonen angeregtes Auger-Spektrum (Sto 73c) ist in Fig. 2 im Abschnitt 2.1 dargestellt.

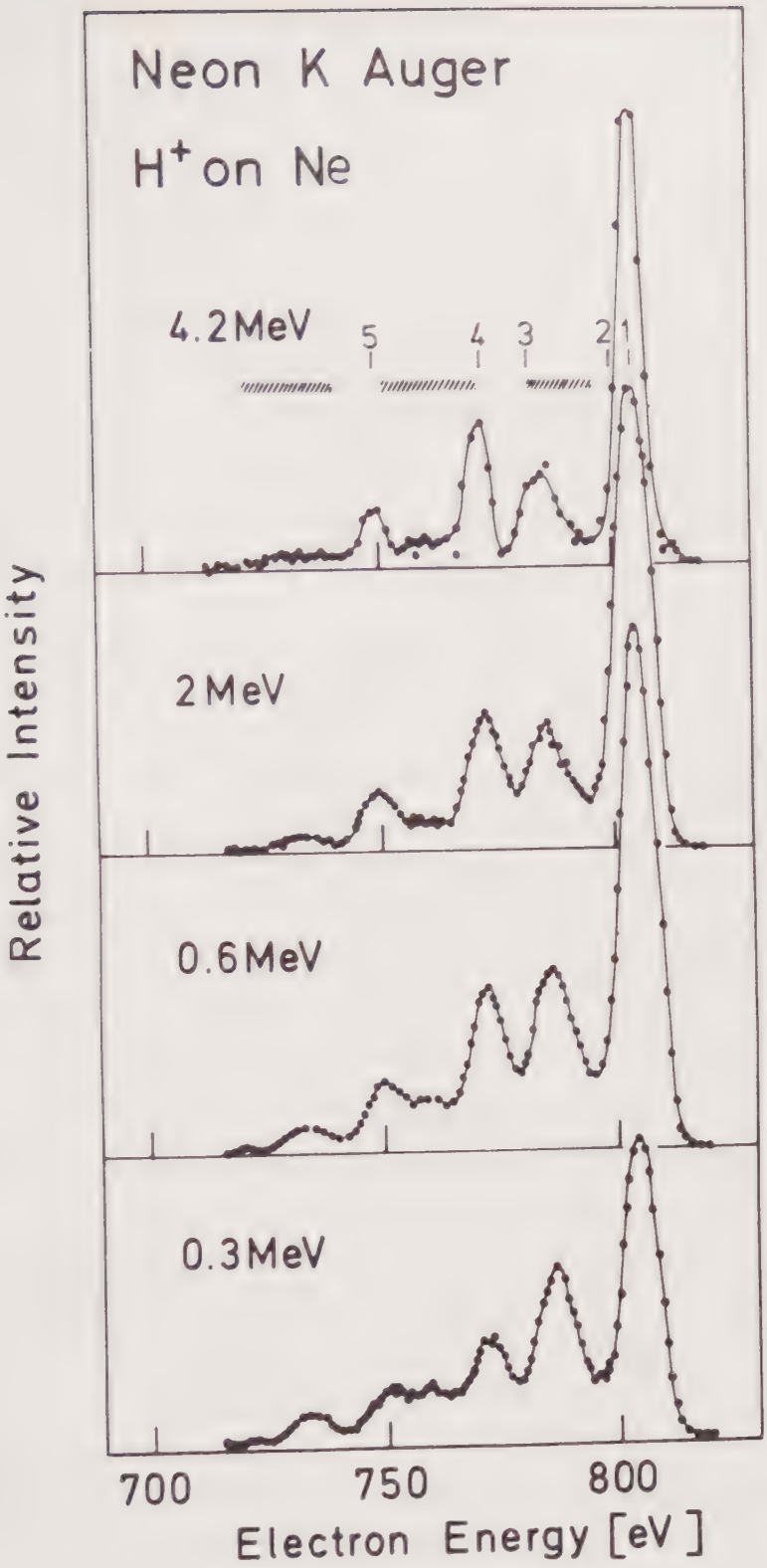


Fig. 14 Protonen induzierte Ne-K-Auger-Spektren

Die mit den Ziffern 1 bis 5 bezeichneten Linien gehören zu folgenden Übergängen:

1) $K\text{-}L_{2,3}L_{2,3}(^1D_2)$ 3) $K\text{-}L_1L_{2,3}(^3P_{012})$ 5) $K\text{-}L_1L_1(^1S_0)$

2) $K\text{-}L_{2,3}L_{2,3}(^1S_0)$ 4) $K\text{-}L_1L_{2,3}(^1P_1)$

In den schraffierten Bereichen befinden sich die Satelliten-linien.

Vergleicht man die in Fig. 14 dargestellten Auger-Spektren, so ist deutlich eine Änderung der Satellitenstrukturen mit der Projektilenergie zu erkennen. Die Intensitäten in den Normallinien sowie den Satellitenlinien in den Ne Auger-Spektren wurden durch Anpassen der Spektren an eine Summe von Gauß-Funktionen bestimmt. Die so bestimmte relative Intensität aller Satellitenlinien stellt die in Fig. 15 über der Projektilenergie aufgetragene Kurve Q_s dar. Q_s ergibt sich der Beziehung (10) entsprechend aus

$$Q_s = (I_G - I_N)/I_G$$

I_G ist dabei die über das gesamte Auger-Spektrum integrierte Intensität, I_N die Summe über alle Normallinien. I_N wurde durch Integration der Normallinie bei 804 eV und der Verwendung von Verzweigungsverhältnissen aus hochaufgelösten Auger-Spektren (Sto 73c) bestimmt. Das Verhältnis der Summe aus den $K\text{-}L_{2,3}L_{2,3}(^1D_2)$ + $K\text{-}L_{2,3}L_{2,3}(^1S_0)$ Linien zu den Normallinien im Gesamtspektrum (4.2 MeV H^+ + Ne; Fig. 14, Fig. 2(Sto 73c)) beträgt 70.8 %. Dieser Wert stimmt mit Ergebnissen von (Kr 70,71a, b) aus Elektronen induzierten Spektren überein.

Die Variation von Q_s stellt die Änderung der Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung einer oder mehrerer Leerstellen in den äußeren L_1- oder $L_{2,3}$-Schalen des Neon dar. Die Werte für Q_s sind in Tabelle IV dargestellt.

Tabelle IV: Relative Satellitenlinienintensitäten aus Ne-K-Auger-Spektren 0.1 - 4.2 MeV H^+ + Ne

E (MeV)	0.1	0.15	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	2.0	4.2
Q_s	0.8o	0.64	0.57	0.44	0.41	0.35	0.31	0.25	0.23
Q_o	0.20	0.36	0.43	0.56	0.59	0.65	0.69	0.75	0.77

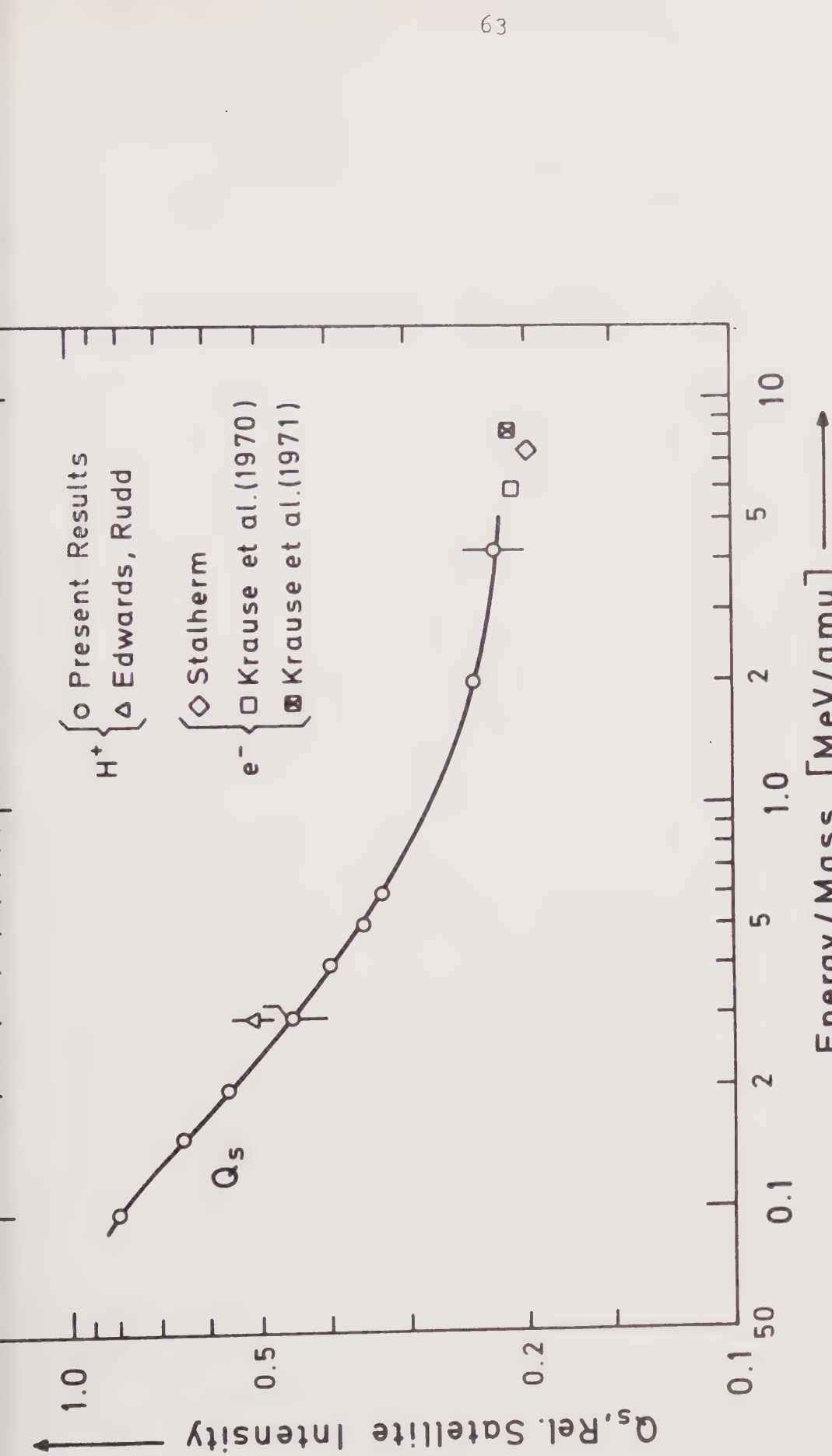


Fig. 15 Energieabhängigkeit der Satellitenlinienintensitäten in Protonen induzierten Auger-Spektren. Eingetragen sind Daten von (Ed 68) für Protonen und von(Sta 68; Kr 70, 71) für Elektronen.

Für langsame Protonen folgt für Ω_s aus den Messungen ein Wert von 80 %, für schnelle dagegen ein Wert von 22 %.

Diese starke Variation der Satellitenlinien ergibt sich aus der Coulomb-Anregung in den inneren und äußeren Schalen zusätzlich zu einem durch "electron shake-off" (vgl. Abschnitt 2.1) verursachten Anteil. Von Stolterfoht et al. (Sto 73c) wurde bereits gezeigt, daß die Verhältnisse der Linienintensitäten in Elektronen und Photonen induzierten Auger-Spektren nahezu mit denen identisch sind, die durch schnelle Protonen erzeugt werden. Daraus ist zu entnehmen, daß die Ionisation der äußeren Schalen in einem Stoßprozeß mit schnellen Teilchen (Bedingung der sogenannten "sudden approximation" muß erfüllt sein) hauptsächlich durch den "electron shake-off"-Prozeß erfolgt. Dies wird durch die relativen Satellitenlinienintensitäten in den Ne Auger-Spektren, die durch 2 und 4.2 MeV Protonen erzeugt werden, bestätigt. Hier nähert sich die relative Satellitenintensität einem konstanten Wert. Dieser Wert wurde aus dem 4.2 MeV H^+ + Ne Spektrum mit 0.223 ± 0.02 bestimmt; er stimmt mit den oben erwähnten Messungen, bei denen Elektronen mit Energien von 3.2 und 5.7 keV verwendet wurden, gut überein. Diese Elektronenenergien entsprechen geschwindigkeitsmäßig Protonenenergien von 6 bzw. 10.7 MeV. Ein bei 300 keV eingetragener Wert für die relative Satellitenlinienintensität aus Messungen von (Ed 68) liegt ebenfalls innerhalb des angegebenen Fehlerbereichs. Die Wahrscheinlichkeit für den "electron shake-off"-Prozeß ist also im Bereich der Gültigkeit der "sudden approximation" unabhängig von der Projektilenergie. Für Elektronen wurde (Car 70) eine schwache Abhängigkeit im Energiebereich gefunden, in dem die "sudden approximation" nicht gilt. Wie sich die Wahrscheinlichkeit für den "electron shake-off"-Prozeß bei Verwendung von Ionen als Einschußteilchen mit der Einschußenergie ändert, ist nicht bekannt. Bei niederer Einschußenergie überlagern sich drei Prozesse, die zur Mehrfachionisation führen. Zu der Ionisation durch "electron shake-off" kommen Wahrscheinlichkeiten für eine direkte Coulomb-Ionisation der K- und L-Schale und für Ionisation der K-Schale und zusätzlichen Elektroneneinfang hinzu.

Folgende Analyse (vgl. Abschnitt 2.3) erlaubt es Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung einzelner Leerstellenverteilungen in den äußeren Schalen zu bestimmen. Aus der relativen Gesamtintensität der Satellitenlinien im Auger-Spektrum Q_s läßt sich der Anteil Q_o an Normallinien (d.h. einfache K-Schalen Ionisation) aus $1 - Q_s = Q_o$ bestimmen (Tabelle IV). Wie bereits in Abschnitt 5.2 erwähnt, ist der Wirkungsquerschnitt für die gesamte Ionisation der K-Schale σ_K mit dem für die Auger-Elektronenemission σ_A wegen $a_K \sim 1$ und $\omega_K \ll 1$ praktisch identisch. Daraus folgt in guter Näherung $q_o = Q_o$. Mit dem experimentell aus $q_o = q - Q_s$ bestimmten q_o^{ex}-Wert läßt sich dann aus der Beziehung (16) die Größe P_L als Ionisationswahrscheinlichkeit für ein Elektron der L-Schale bestimmen. Nun lassen sich unter der Voraussetzung, daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung der i (i = 1 - 7) Leerstellen in der L-Schale einer Binominalverteilung folgt, die entsprechenden q_i-Werte nach Gleichung (16)

$$q_i^{em} = \binom{8}{i} P_L^{\,i} \, (1-P_L)^{8-i}$$

empirisch bestimmen.

In Fig. 16 sind die berechneten normierten Wirkungsquerschnitte q_i^{em} für verschiedene Energien über der Anzahl primär erzeugter Leerstellen in der L-Schale aufgetragen. Die in Fig. 16 unterbrochen eingezeichneten Kurven ergeben sich, wenn q_o auf den als konstant angenommenen "electron shake-off"-Wert von $\alpha = 0.22$ korrigiert wird. Fig. 16 zeigt den zunehmenden Einfluß des "electron shake-off"-Anteils auf die Verteilung zu höheren Energien hin. Die korrigierten Wirkungsquerschnitte q_i^{em} für i = 0, 1, 2 sind in Tabelle V zusammengestellt.

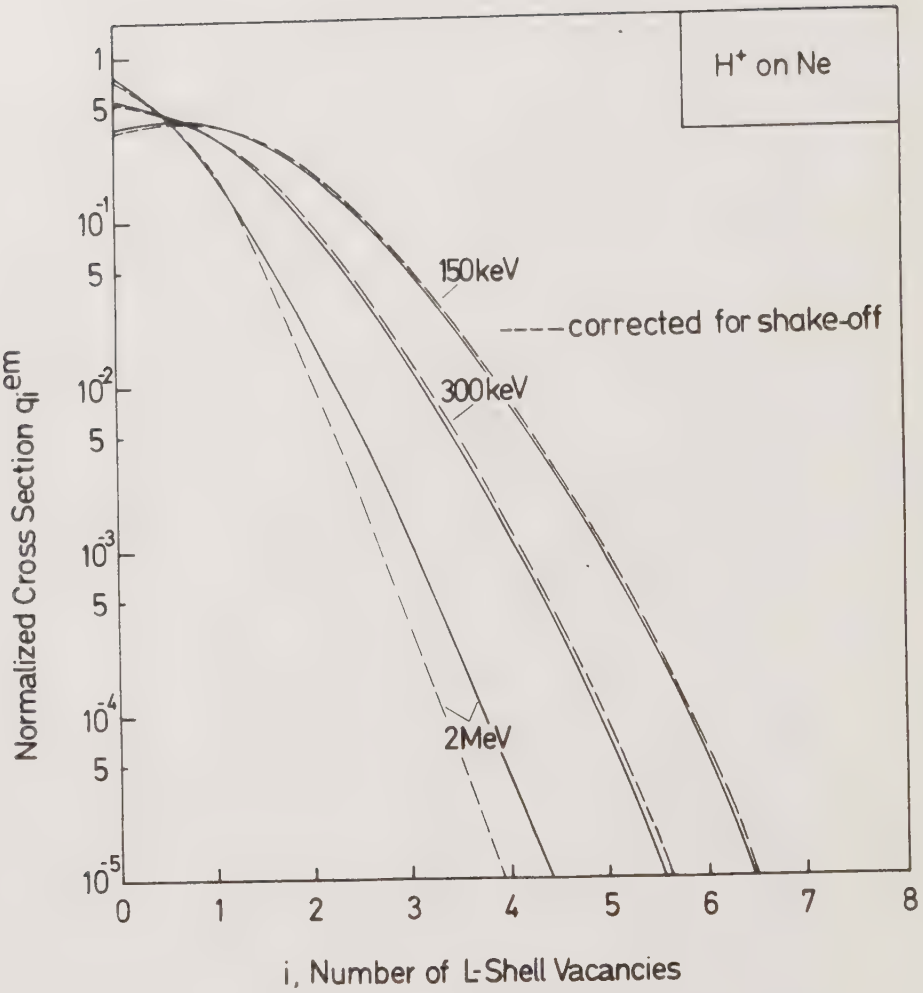


Fig. 16 Normierte Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung der KL^i Leerstellenkonfiguration in Neon

Tabelle V

Halbempirisch bestimmte Wahrscheinlichkeiten q_i^{em} für die Erzeugung von Leerstellenverteilungen KL^i, mit i = 0 bis 2 Leerstellen in der L-Schale des Neons

KL^i i	150 keV q_i^{em}	300 keV q_i^{em}	600 keV q_i^{em}	2 MeV q_i^{em}
0	0.35	0.51	0.66	0.73
1	0.38	0.34	0.27	0.24
2	0.18	0.12	0.03	0.01

Aus Fig. 16 ist die Verschiebung des Maximums mit der Projektilenergie zu höheren Zahlen an L-Schalen Leerstellen zu sehen. Dies entspricht Fig. 15 aus der zu ersehen ist, daß sich der mittlere Ladungszustand im Neon mit fallender Projektilenergie von ca. 0.3 auf 0.8 ändert. Daß die Mehrfachionisation durch sukzessive Ionisation der inneren und äußeren Schalen oder durch Ionisation innerer Schalen und Einfang eines Elektrons der äußeren (L) Schale ("electron capture") erfolgt, zeigt folgende Betrachtung. In Fig. 17 ist die Energieabhängigkeit der aus q_o (Tabelle V) bestimmten P_L-Werte dargestellt.

Um das Verhalten von P_L in Abhängigkeit von E_p plausibel zu machen, verwende man den Formalismus, der in Abschnitt 2.3 dargestellt wurde. Zudem faktorisiere man $P_L(E_p, b)$ in Näherung durch $P_L(E_p, b) = f(E_p) \cdot p(b)$.

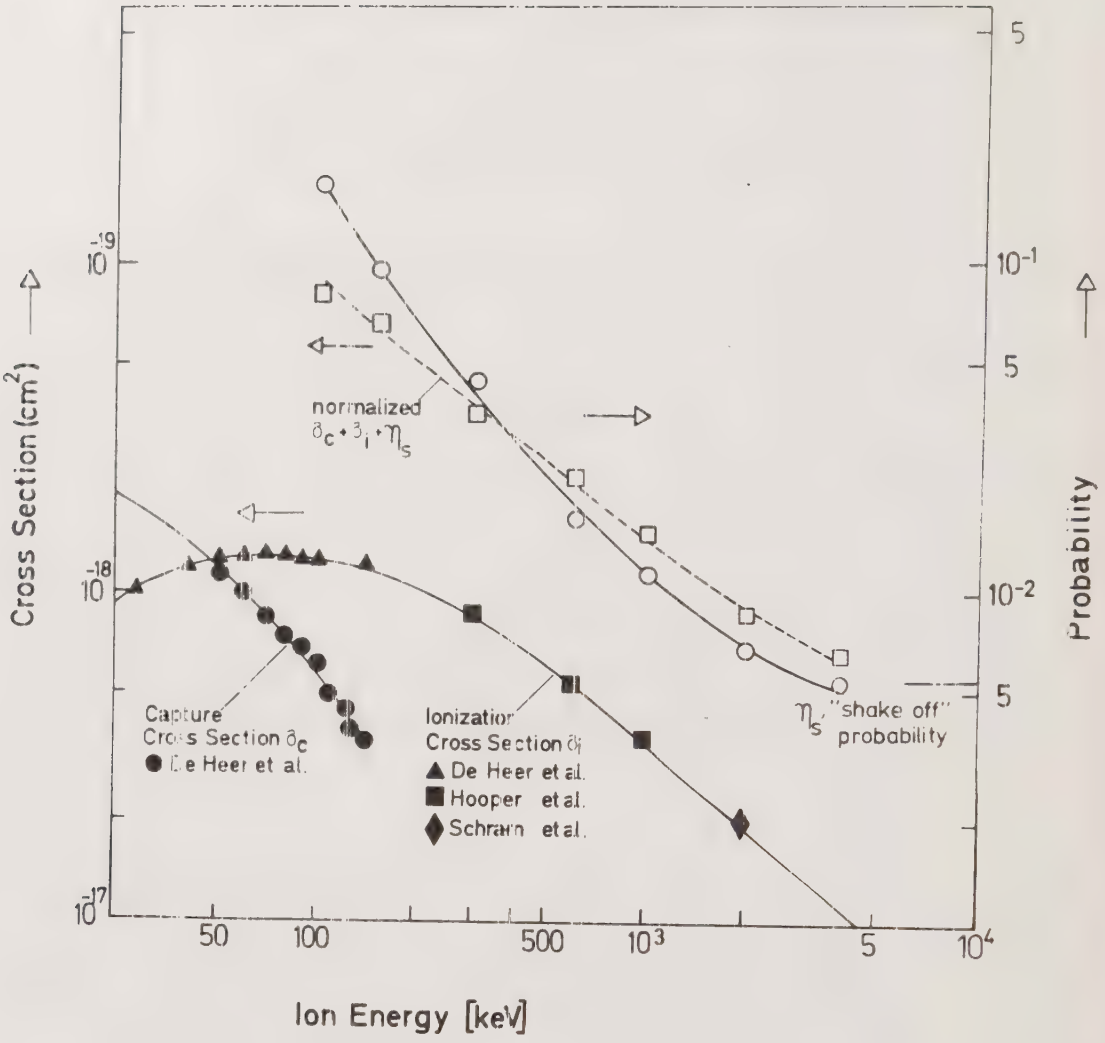


Fig. 17 Vergleich von Wirkungsquerschnitten für Elektroneneinfang σ_c und Ionisation σ; aus (De H 66a,b; Ho 62; Schr 65) mit der Einelektronenwahrscheinlichkeit P_L für Anregung der L-Schale

mit

$$P_L = P_L(E_p, r_K) = f(E_p) \cdot p_L(r_K)$$

und

$$\sigma_L = \int_0^\infty \delta \cdot P_L(E_p, b) \cdot 2\pi b \cdot db$$

folgt dann

$$P_L = \sigma_L \cdot p_L(r_K) / \left(\int_0^\infty \delta p(b) \cdot 2\pi b \cdot db\right)$$

wobei σ_L der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Leerstellen in der L-Schale ist. Nimmt man an, daß die Ionisation der L-Schale durch drei Mechanismen, bestehend aus direkter Ionisation, Elektroneneinfang und Elektronen-"shake-off" erfolgen, so stellt sich

$$\sigma_L = \sigma_{io} + \sigma_c + \eta_s$$

als Summe von drei Termen dar. Dabei sind σ_{io} und σ_c die Wirkungsquerschnitte für Ionisation bzw. Elektroneneinfang durch das gestreute Proton. Die Größe η_s berücksichtigt den "shake-off"-Prozeß. η_s kann in erster Näherung als konstant angenommen werden. Demnach erhält man

$$P_L = C(\sigma_{io} + \sigma_c) + C_s$$

wobei C und C_s Konstanten sind. Nach geeigneter Wahl der Konstanten C und C_s läßt sich das experimentell ermittelte P_L durch $C(\sigma_{io} + \sigma_c) + C_s$ in etwa reproduzieren.

Die in Fig. 16 dargestellten Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang mit Ionisation sind aus verschiedenen Messungen von (DeH 66a,b; Ho 62; Schr 65) entnommen. Unter Berücksichtigung des "electron shake-off"-Anteils ergibt sich die eingetragene Summenkurve "$(\sigma_{io} + \sigma_c + \eta_s)$".

Der Vergleich des relativen Verlaufs beider Kurven zeigt, daß sich der gesamte Prozeß der Mehrfachionisation aus der Coulomb-Ionisation, dem "electron capture"- und "elctron shake-off"-Prozeß zusammensetzt. Es wurde jedoch angenommen daß sich der "electron shake-off"-Anteil nicht mit der Energie ändert. Eine gewisse Änderung von C_s mit E_p könnte jedoch verantwortlich für die Abweichungen beider Kurven sein.

5.4 Relative Satellitenlinienintensitäten in Protonen und Elektronen induzierten Ne-K-Röntgenspektren.

Analog zu den Auger-Elektronenmessungen wurde die simultane Erzeugung von Leerstellen in der L- und K-Schale des Neons als Funktion der Protonenenergie an den Satellitenstrukturen in hochaufgelösten Röntgenemissionsspektren untersucht (Mat 74a). Die K-Röntgenstrahlung des Neons wurde mit einem fokussierenden Kristallspektrometer in der Meßanordnung wie sie im Abschnitt 3.6 beschrieben ist, analysiert. Die Experimente wurden an der Universität von Texas, Austin, USA, durchgeführt.

Die Röntgenspektren (Fig. 18) weisen gegenüber den Auger-Spektren deutlich getrennte Satellitenlinien auf. Es konnten neben der Normallinie KL^0, die Satellitenlinien KL^1, KL^2, KL^3 identifiziert werden. Die Energielagen und Intensitätsverhältnisse sind in Tabelle VI angegeben.

Im Gegensatz zu den Satellitenlinien in den Auger-Spektren liegen die Satellitenlinien in den Röntgenspektren bei höheren Energien als die der Normallinien. Der Unterschied wird durch den unterschiedlichen Einfluß der Verschiebung der Bindungsenergien bei Röntgen- und Auger-Übergängen verursacht.

Im Anhang sind die Energielagen für verschiedene Röntgenübergänge aus Hartree-Fock Rechnungen von Kaufman et al. (Kau 74b) dargestellt. Von Burch et al. (Bu 74b) wurde mit Hilfe eines einfachen Modells eine Verschiebung pro Leerstelle von 9,7 eV berechnet. Dies wird durch die Messung etwa bestätigt.

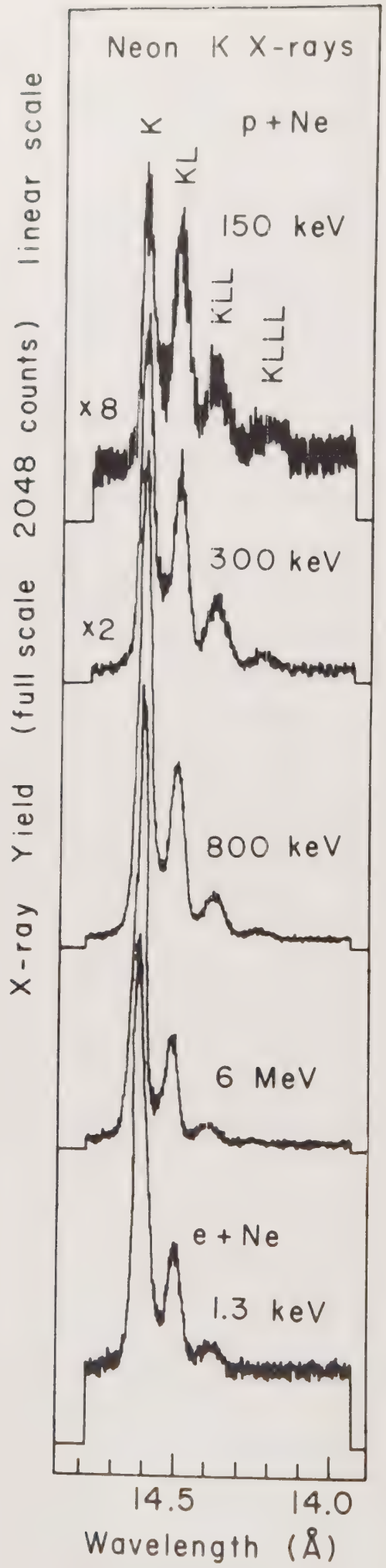


Fig. 18
Protonen und Elektronen induzierte Ne-K-Röntgenemissionsspektren

Tabelle VI: Relative Satellitenlinienintensitäten und Energielagen aus Protonen und Elektronen induzierten Röntgenspektren.

KL^i	λ (eV)	H^+(150 keV) R_i	H^+(300 keV) R_i	H^+(600 keV) R_i	H^+(1 MeV) R_i	H^+(6.0 MeV) R_i	e(1.5 keV) R_i
KL^0	14.610 (848.6)	0.34	0.46	0.59	0.64	0.761	0.700
KL^1	14.501 (854.8)	0.38	0.34	0.28	0.25	0.199	0.240
KL^2	14.376 (861.9)	0.20	0.15	0.13	0.10	0.040	0.060
KL^3	14.236 (871.6	0.06	0.02	0.01	0.01	0.010	0.010
Satellites / Total		0.67	0.49	0.41	0.35	0.25	0.30

Die in der Tabelle vorkommenden R_i-Werte sind die relativen Intensitäten in den Röntgensatellitenlinien bezüglich einer bestimmten Konfiguration KL^i ($R_i = I_i/I_{total}$).

Für kleine Einschußenergien weisen die Intensitäten in Röntgensatellitenlinien KL^2, KL^3 relativ zu den Intensitäten in der KL^1 linie auf die starke Mehrfachionisation hin (Fig. 18). Bei gleicher Protonenenergie aufgenommene Auger-Spektren ließen eine Zuordnung von Linien entsprechender Ladungszustände nicht zu. Die Ursache hierfür liegt darin, daß die Auger-Spektren eine wesentlich komplexere Struktur aufweisen, als die Röntgenspektren (vgl. Anhang). Das Vorhandensein der KL^2-Linie in dem 6.0 MeV H^+ + Ne Spektrum zeigt, daß eine mehrfache Ionisation der L-Schale sogar dann erfolgt, wenn die Bedingung für die "sudden approximation" erfüllt ist (vgl. Abschnitt 5.3). Die Ionisation erfolgt hier möglicherweise über einen mehrfachen "electron shake-off"-Prozeß.

Die Variation von R_i als Funktion der Protonenenergie ist quantitativ in Fig.19 dargestellt. Die gesamte Satellitenlinienintensität R_s steigt für Energien oberhalb 400 keV stärker an als R_1. Dies entspricht einem Anwachsen relativer Intensitäten R_2 und R_3 d.h. einem Anstieg der Wahrscheinlichkeit für die zusätzliche Erzeugung von zwei und drei Leerstellen in der L-Schale.

R_o nähert sich bei 4 MeV einem konstanten Wert, d.h. hier wird die Erzeugung von Satellitenlinien durch den "electron shake-off"-Prozeß bestimmt. Dieser Wert von 0.23, aus $(1 - R_o)$ bestimmt, entspricht dem aus den Auger-Spektren entnommenen. Der Verlauf der R_i Kurven für sehr kleine Einschußenergien ist wesentlich für das Verständnis mehrfacher Coulomb-Ionisation.

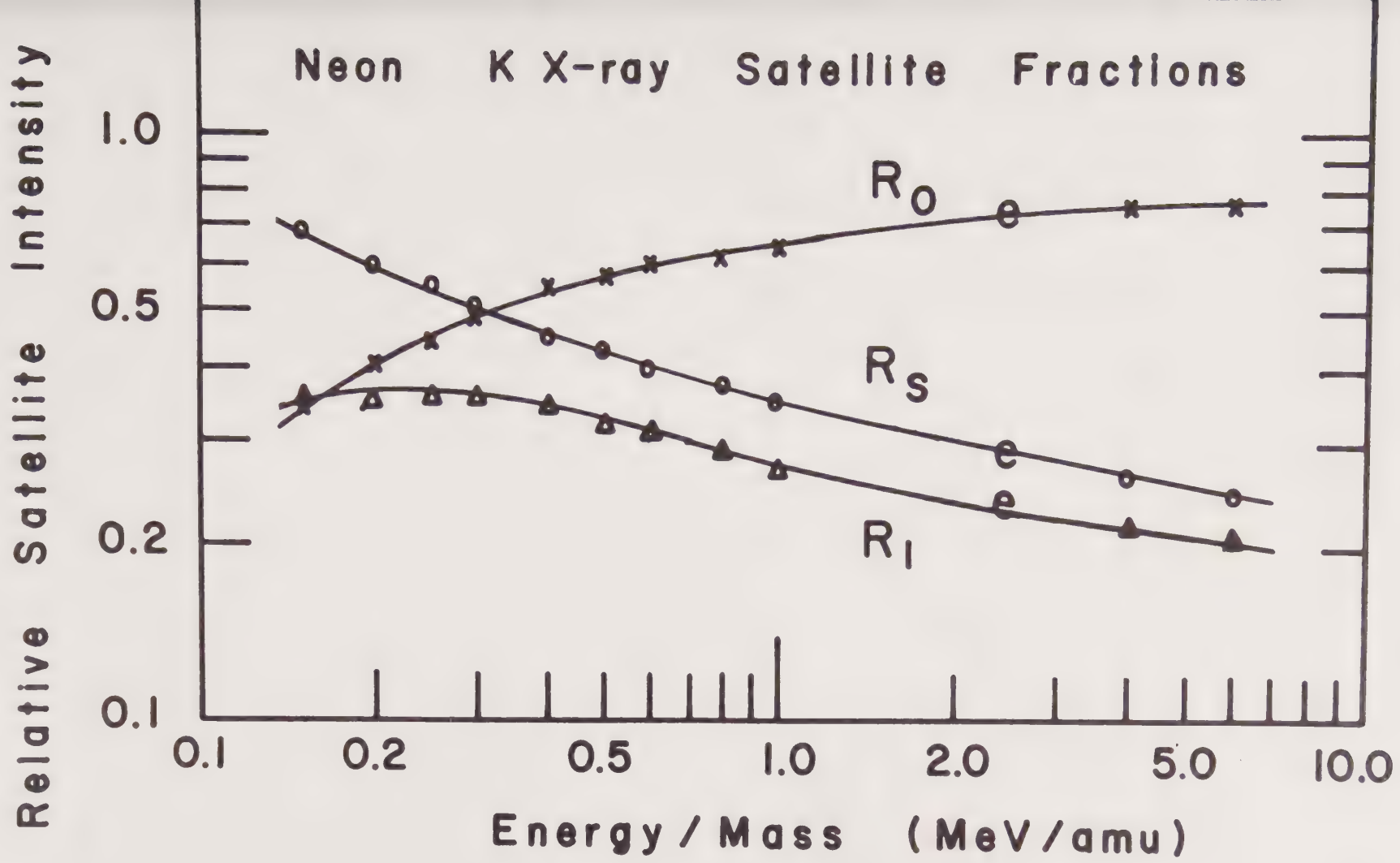


Fig. 19 Energieabhängigkeit der Satellitenlinienintensitäten in Protonen und Elektronen induzierten Ne-K-Röntgenemissionsspektren. Die mit "e" gemennzeichneten Datenpunkte sind aus Messungen mit Elektronen bestimmt (Mat 74a). R_o, R_1 und R_s sind die relativen Satellitenlinienintensitäten.

5.5 Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute vom Ladungszustand des Targetatoms Neon.

Mit folgender Analyse ist es möglich, die Energieabhängigkeit der mittleren Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K$ und die der Satellitenlinienintensitäten in den Emissionsspektren in Beziehung zu setzen. Mit Hilfe der Satellitenlinienintensitäten R_i und Q_i in den Emissionsspektren und den gemessenen $\bar{\omega}_K$ lassen sich Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$-Werte bestimmen. Das Verfahren hierzu wurde im Abschnitt 2.3 in allgemeiner Form angegeben. In Abschnitt 5.4 wurden unter der Annahme, daß die relativen Satellitenlinienintensitäten Q_i praktisch mit den q_i identisch sind (vgl. Abschnitt 5.3) q_i^{em}-Werte für i = 0, 1, 2 bestimmt. Hierbei wurde ein q_o^{ex} aus den Auger-Spektren ermittelt und q_1^{em}, q_2^{em} unter Verwendung einer Binominalverteilung abgeleitet (Tabelle V). Mit den q_i-Werten, den im Abschnitt 5.4 angegebenen R_i-Werten und den im Abschnitt 5.2 angegebenen mittleren Fluoreszenzausbeuten lassen sich nun nach Gleichung (11) Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ mit $\bar{\omega}_K(i) = R_i/q_i \cdot \bar{\omega}_K$ bestimmen. Diese empirisch bestimmten $\bar{\omega}_K(i)$-Werte lassen sich nun direkt mit theoretischen Werten vergleichen.

Die theoretischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werte für die jeweilige Leerstellenverteilung wurden dazu aus den $\bar{\omega}_K(i, c)$ für die verschiedenen möglichen Elektronenkonfigurationen aus Tabelle I (für q_2 z.B. $1s^1\ 2s^0\ 2p^6$, $1s^1\ 2s^1\ 2p^5$, $1s^1\ 2s^2\ 2p^4$) unter der Annahme einer statistischen Besetzung der Unterschalen der L-Schale des Neons bestimmt.

In der Tabelle VII und Fig. 20 sind die halbempirisch bestimmten Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ und theoretische $\bar{\omega}_K(i)$-Werte (Bha 73d) zusammengestellt. Letztere wurden aus den in Tabelle II angegebenen, wie bereits erwähnt,

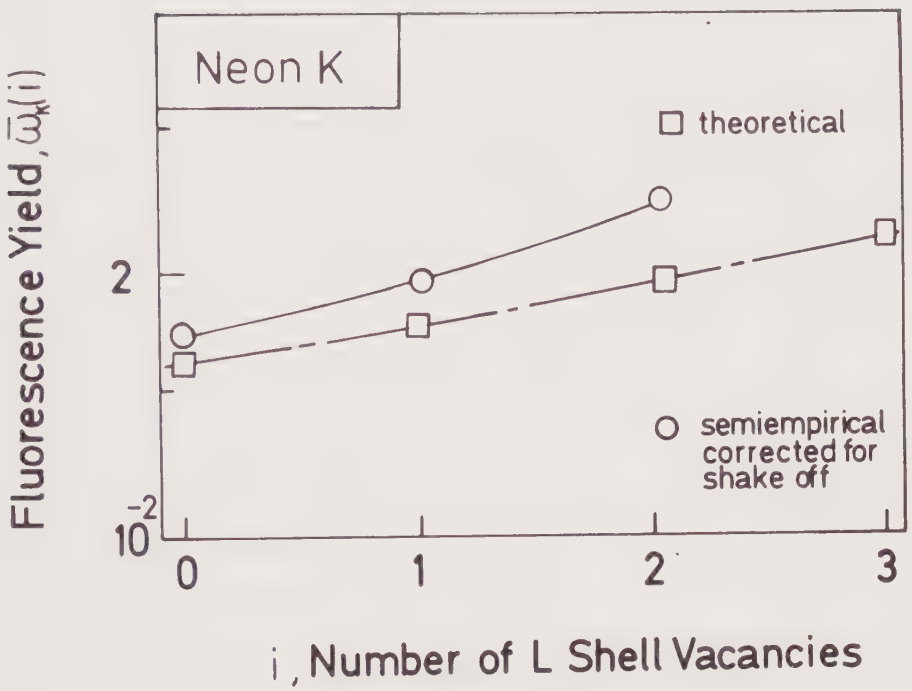


Fig. 20 Vergleich semiempirischer mit theoretischen Fluoreszenzausbeuten für Elektronenkonfigurationen mit maximal 3 Leerstellen in der L-Schale des Neons (die empirischen Werte wurden aus Messungen mit 300 keV H^+ → Ne bestimmt)

bestimmt. In der Tabelle sind außerdem zum Vergleich die von Stolterfoht et al. (Sto 74c) bestimmten $\bar{\omega}_K(i)$-Werte angegeben. Diese wurden aus Messungen hochaufgelöster mit 35 MeV O^{5+}-Ionen angeregten Neon-K-Auger- und Röntgenspektren bestimmt.

Tabelle VII

Anfangskonfiguration (KL^i) i	$\bar{\omega}_K(i)^a$	$\bar{\omega}_K(i)^b$	$\bar{\omega}_K(i)^c$
0	0.013	———	0.017
1	0.019	0.016	0.019
2	0.023	0.021	0.022
3	0.027	0.022	~0.024
4	0.029	0.045	———
5	0.043	0.051	———
6	0.063	0.36	———
7	1.000	0.551	———

a) theoretische Werte (Pha 73d), bestimmt unter Annahme statistischer Besetzung der Elektronenkonfigurationen mit i Leerstellen in der L-Schale (KL^i)

b) halbempirisch bestimmte Werte aus (Sto 74e) aus Messungen von 35 MeV O^{5+} → Ne

c) halbempirisch bestimmte Werte aus vorliegenden Messungen (300 keV H^+ → Ne)

Aus der Gegenüberstellung theoretischer und halbempirischer Werte ist ersichtlich, daß die Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ für Konfigurationen bis zu 2 Leerstellen recht gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen. Dies weist darauf hin, daß ein eventueller Mittelungsfehler bei der Berechnung der Fluoreszenzausbeuten (vgl. Abschnitt 2.2 und

Bha 74) zumindest für die hier betrachteten Leerstellenverteilungen unwesentlich ist. Aus der Tabelle ist außerdem eine Übereinstimmung mit den von Stolterfoht et al. (Sto 74e) als unsicher angegebenen $\bar{\omega}_K(1)$ und $\bar{\omega}_K(2)$ zu ersehen. Dort war es nicht möglich aus den analysierten mit schweren Ionen angeregten Spektren (vgl. Fig. 2) ein $\bar{\omega}_K(o)$ zu bestimmen.

Wie von Stolterfoht et al. (Sto 74e) gezeigt wurde, wird die Übereinstimmung von theoretischen und empirischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werten für höhere Leerstellenkonfigurationen immer schlechter. Hier geht die korrekte Berücksichtigung der Multiplettzustände empfindlich ein und es zeigte sich, daß diesbezüglich weitere Rechnungen erforderlich sind.

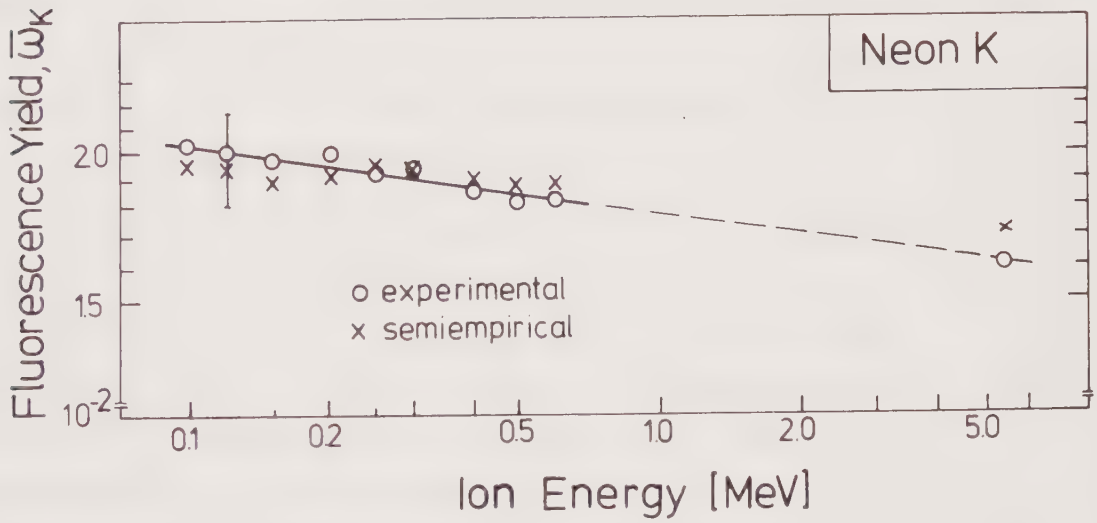


Fig. 21 Vergleich gemessener mittlerer Fluoreszenzausbeuten mit halbempirisch bestimmten $\bar{\omega}_K$ (100 keV - 5 MeV H^+ → Ne). Es ist ein relativer Fehler von 10% bezüglich der Variation der Einschußenergie angegeben.

Mit den halbempirischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werten, die aus Resultaten mit einer Projektilenergie von 300 keV gewonnen werden, können nun nach Beziehung (3) als zusätzliche Überprüfung der Ergebnisse mittlere Fluoreszenzausbeuten bestimmt werden. Fig. 21 zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung (bei 300 keV stimmen die Werte per Definition überein).

5.6 Totaler Ionisationsquerschnitt und mittlere Fluoreszenzausbeute von Neon als Funktion des Ladungszustandes hochenergetischer Projektilionen

Bereits der Übergang von Protonen zu einfach geladenen He^+-Ionen als Projektilteilchen zeigte eine Erhöhung der mittleren Fluoreszenzausbeute. Von Burch et al. (Bu 72b) wurde am Beispiel 30 MeV $O^{5+} \rightarrow Ne$ gezeigt, daß bei Verwendung noch schwererer Projektilionen die mittlere Fluoreszenzausbeute erheblich geändert wird; das Verhältnis $\bar{\omega}_K(O^{5+})/\bar{\omega}_K(H^+)$ ergab einen Wert von 2.4. Daß diese starke Erhöhung von $\bar{\omega}_K$ auf eine entsprechend starke Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für eine Mehrfachionisation zurückzuführen ist, wurde durch die Messung hochaufgelöster Auger- und Röntgenspektren und mittels der bereits erwähnten Analysen bestätigt (Kau 74a; Mat 74c; Sto 74e). Der dieser Tatsache entsprechende starke Anstieg der Satellitenlinienintensitäten ist aus den Spektren in Fig. 2 zu ersehen. Vergleicht man beispielsweise das durch O^{5+}-Ionen erzeugte Spektrum mit dem durch Protonen erzeugten, so ergibt sich für das Verhältnis der normalen Linienintensitäten zu der Gesamtintensität im Spektrum ein Wert von 80% für das Proton induzierte und ein Wert von 3% für das Sauerstoff (5^+) induzierte Spektrum. Die starke Mehrfachionisation läßt sich damit erklären, daß bei den schnellen Schwerionenstößen die Wahrscheinlichkeit für eine mehrfache Coulomb-Ionisation sehr groß ist. Die Mehrfachionisation kann außerdem durch simultan ablaufende Elektroneneinfang- und Ionisationsvorgänge erzeugt werden.

Beim Übergang zu noch schwereren Projektilionen, wie Chlorionen, ergibt sich aus der Energieverschiebung in den Emissionsspektren eine noch höhere Mehrfachionisation des Targetatoms Neon (Fig. 2). Die Abhängigkeit der Mehrfachionisation und damit der Fluoreszenzausbeute vom Ladungszustand des Projektils ist Gegenstand folgender Untersuchun

In Atomstoßprozessen, bei denen 60 - 80 MeV Ar^{n+}- und 50 MeV Cl^{n+}-Ionen auf Neon geschossen wurden, beobachteten Howat et al. (Ho 73, 74) einen experimentellen Anstieg des Röntgenemissionsquerschnittes für die Ne K Strahlung mit Projektilladungszahlen von 6+ an. Ähnliche Ergebnisse wurden von Macdonald et al.(Ma 73) für 35,7 MeV Fluorionen verschiedener Ladungen beim Beschuß von Ar-, Kr- und Xe-Gasen gefunden. Der beobachtete exponentielle Anstieg von $\sigma_X = \bar{\omega}_K \cdot \sigma_K$ läßt die Frage offen, inwieweit dieser Anstieg auf eine starke Änderung von σ_K oder $\bar{\omega}_K$ bzw. beiden Größen zurückzuführen ist. Eine Untersuchung dieser Frage kann durch die Bestimmung des Totalen Ionisationsquerschnittes $\sigma_K = \sigma_X + \sigma_A$ bzw. der mittleren Fluoreszenzausbeute $\bar{\omega}_K = \sigma_X/\sigma_K$ erfolgen. Z.B. würde ein Anwachsen von σ_K eine Modifikation der gegenwärtigen Modelle für die Ionisation innerer Atomschalen bedeuten. Diese sind in erster Näherung unabhängig vom Ladungszustand des Projektils. Möglicherweise müßten auch zusätzliche Mechanismen wie Elektroneneinfangprozesse beachtet werden. Ein Anwachsen von $\bar{\omega}_K$ würde eine direkte Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der simultanen Ionisation äußerer Schalen vom Ladungszustand der Projektile bedeuten, da $\bar{\omega}_K$ eine Funktion der Anzahl der Elektronen äußerer Schalen ist. Um das zu zeigen, wurden σ_X, σ_A und daraus σ_K und $\bar{\omega}_K$ für die K-Schale des Neon mit 50 MeV Cl^{n+} + Ne bestimmt. Es wurden dann Cl-Ladungszustände n von 5+ bis 15+ benutzt. Ferner wurden neben den Ne-K-Röntenemissionsquerschnitten die Cl-L-Röntgenemissionsquerschnitte gemessen.

Auger-Elektronenspektren sowie Röntgenemissionsspektren sind in Fig. 22 dargestellt.

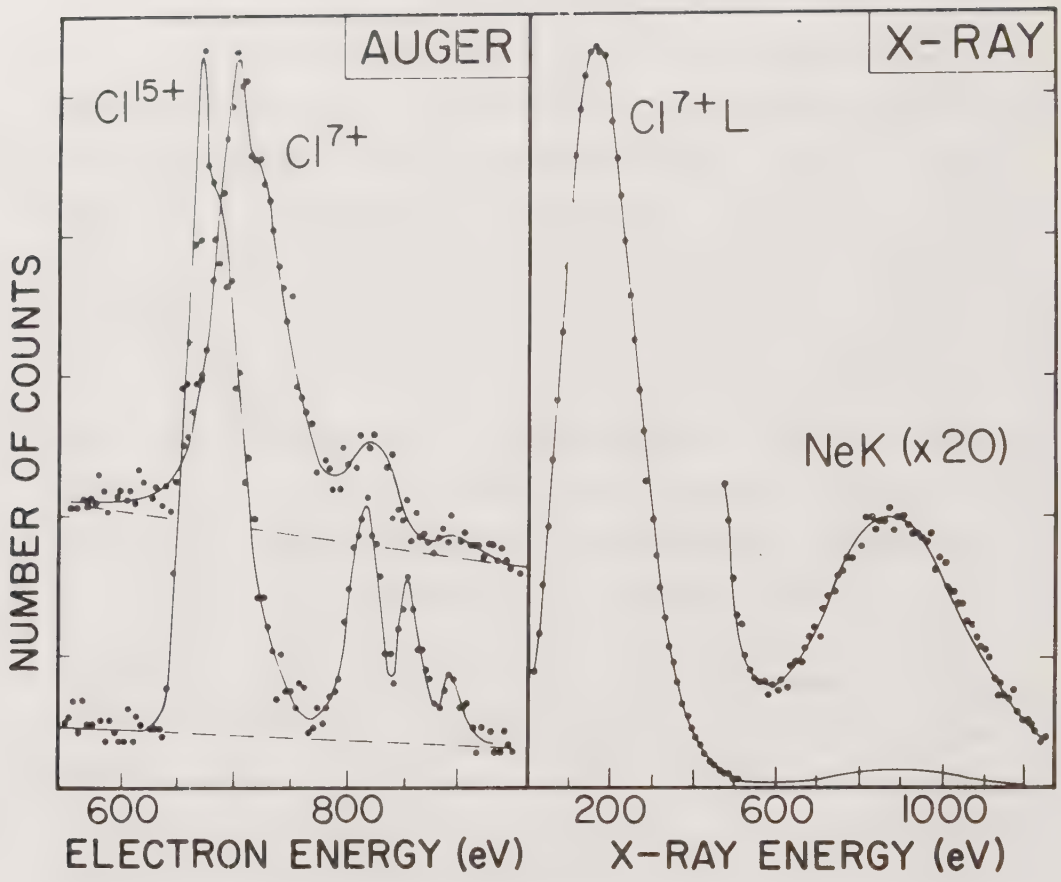


Fig. 22 50 MeV induzierte Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren (n = 7+, 15+). Die unterbrochene Linie in den Auger-Spektren stellt den kontinuierlichen Elektronenuntergrund dar.

Die Auger-Elektronenspektren bestehen aus zwei Gruppen. Eine stellt die Ionisation durch Erzeugung einfacher K- plus mehrfacher L-Schalen-Vakanzen mit einem Schwerpunkt bei 682 eV dar. Weitere Strukturen im Bereich von 750 - 900 eV werden wahrscheinlich durch Anregung von L-Elektronen in höhere gebundene Zustände oder auch durch zweifache Ionisation der Ne-K-Schale verursacht. Bei Cl^{15+} stammen die höherenergetischen Intensitätsmaxima hauptsächlich von Ne-Ionen mit nur 2-3 verbliebenen L-Schalen Elektronen. Hier beträgt die Intensität in der höher energetischen Gruppe 23 % des gesamten K-Spektrums. Die dominierende Gruppe ist mit anwachsendem Cl-Ladungszustand n zu niederer Energie verschoben, was das Anwachsen der Mehrfachionisation reflektiert.

Das Röntgenspektrum zeigt neben der Ne-K-Linie (60 eV höher als die Linie vom normalen 2p - 1s Übergang in Ne) eine starke Linie von Übergängen in die L-Schale von Chlor. Energieverschiebungen des Röntgenmaximums mit wachsende. u konnten wegen der geringen Auflösung des Durchflußzählers nicht beobachtet werden.

Bei niedrigen Ladungszuständen ist die Ursache für Cl-L-Röntgenstrahlung vom Cl-Projektil wahrscheinlich eine Coulomb-Anregung von L nach M, da die M-Schale leer, die L-Schale dagegen gefüllt ist (bis 7+). Für höhere Ladungszustände dagegen muß die Ursache Elektroneneinfang in die M-Schale mit nachfolgendem Zerfall in die L-Schale (15+) sein.

Der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Anregung fällt mit wachsendem Ladungszustand ab, der für Elektroneneinfang steigt dagegen an, was zu einer Röntgenemission führt, die hier unabhängig vom Ladungszustand ist (Fig. 23).

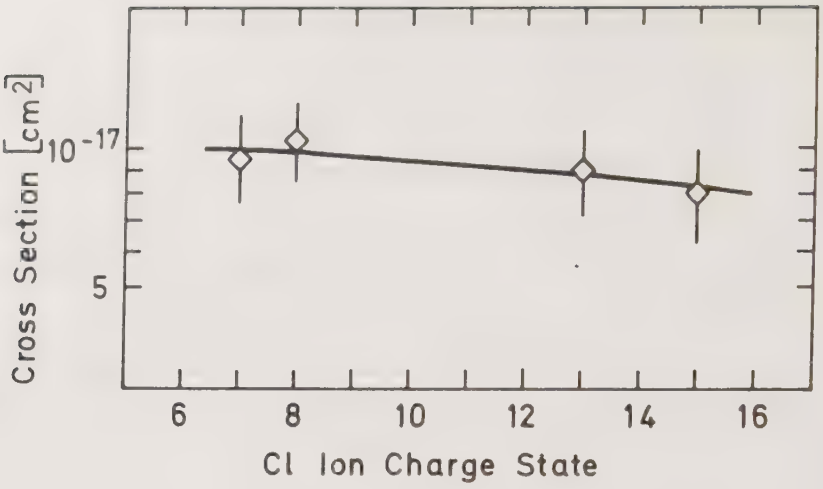


Fig. 23 Absoluter Wirkungsquerschnitt für die Cl-L-Röntgenstrahlung in 50 MeV Cl^{n+} → Ne Stoßprozessen

Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte σ_A und σ_X erfolgte nach der in Abschnitt 3 beschriebenen Methode. Die Cl L-Röntgenlinie ist von der Ne-K-Linie dem Auflösungsvermögen des Durchflußzählrohres entsprechend gut getrennt, so daß eine Einzelintegration der Spektren gut möglich war. Die Transmission für die Cl-L-Röntgenstrahlung (237 eV) wurde mit (23 ± 3)% bestimmt. Die der Ne-K-Röntgenstrahlung beträgt (44 ± 4)%. Die geringfügige Erhöhung der Transmission gegebüber der bei H^+ und He^+ reflektiert wiederum die Energieverschiebung auf Grund der durch Mehrfachionisation erzeugten Satellitenlinienintensitäten. Dies ist deutlich aus dem mit Cl^{13+} angeregten, hochaufgelösten Röntgenspektrum in Fig. 2, Abschnitt 2.1, zu sehen. Die gemessenen σ_X- und σ_A-Werte sowie die gemäß Gleichung (3) bestimmten mittleren Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K = \sigma_X/(\sigma_X + \sigma_A)$ sind in Tabelle VII und den Fig. 24, 25 zusammengefaßt. Die absoluten Fehler für σ_A und σ_X entsprechen denen für die Messungen mit Protonen, so daß hier für $\bar{\omega}_K$ ebenfalls ein absoluter Fehler von 25% angegeben werden kann.

Tabelle VIII: Wirkungsquerschnitte σ_X und σ_A für die Erzeugung von Ne-K-Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen in Stoßprozessen mit 50 MeV Cl^{n+}-Ionen auf Neon. $\bar{\omega}_K$ ist die mittlere Fluoreszenzausbeute.

Projektilladungszustand Cl^{n+}	σ_X ($10^{-19}cm^2$/atom)	σ_A ($10^{-19}cm^2$/atom)	$\bar{\omega}_K$	$\bar{\omega}_K$ *	$\bar{\omega}_K$ **
5+	2.76	56.7	0.054	—	—
6+	1.93	38.7	0.047	—	—
7+	3.53	52.0	0.061	0.072	0.117
8+	4.40	61.4	0.067	—	—
11+	—	—	—	0.090	0.141
12+	17.0	73.7	0.203	—	—
13+	30.0	109.0	0.216	0.108	0.181
15+	39.0	70.0	0.306	—	—

*entnommen aus (Br 74) ; **bestimmt aus R_i-Werten von (Br 74) und $\bar{\omega}_k(i)$-Werten von (Sto 74b)

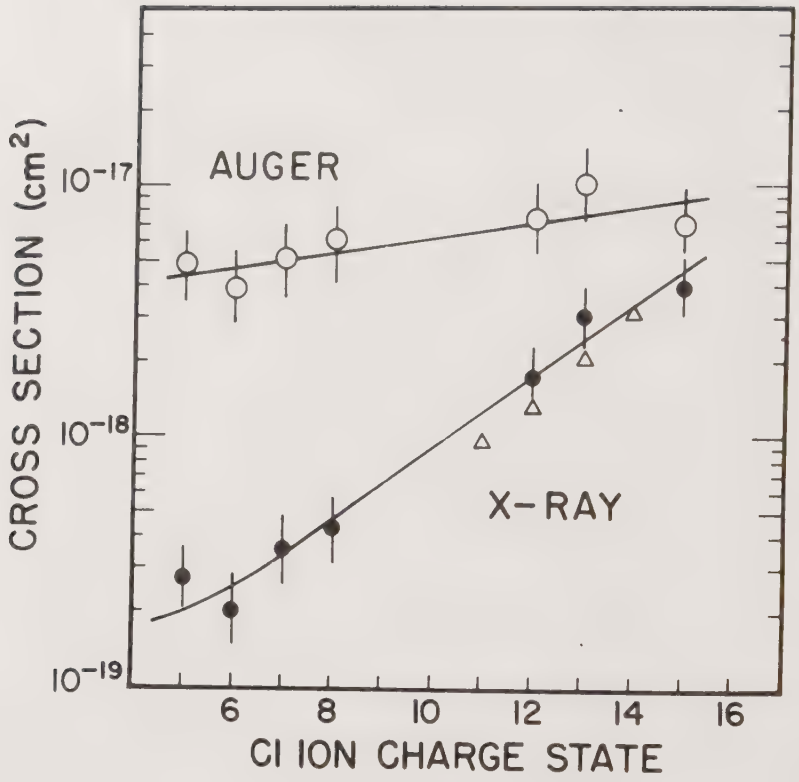


Fig. 24 Absolute Wirkungsquerschnitte für Röntgen- und Auger-Elektronenemission in 50 MeV Cl^{n+} + Ne Stoßprozessen. Die offenen Dreiecke sind Resultate von Mowat et al. (Mo 73).

Die Abhängigkeit der Fluoreszenzausbeute von Ne K vom Ladungszustand des Projektils ist in Fig. 25 dargestellt.

Um die absolute Erhöhung der mittleren Fluoreszenzausbeute genau zu bestimmen, wurden parallel zu den Messungen mit Cl^{n+}-Ionen, Messungen mit 5 MeV Protonen durchgeführt ($\bar{\omega}_K = (16 \pm 3) \times 10^{-3}$ für 5 MeV H^+; vgl. Abschnitt 5.2).

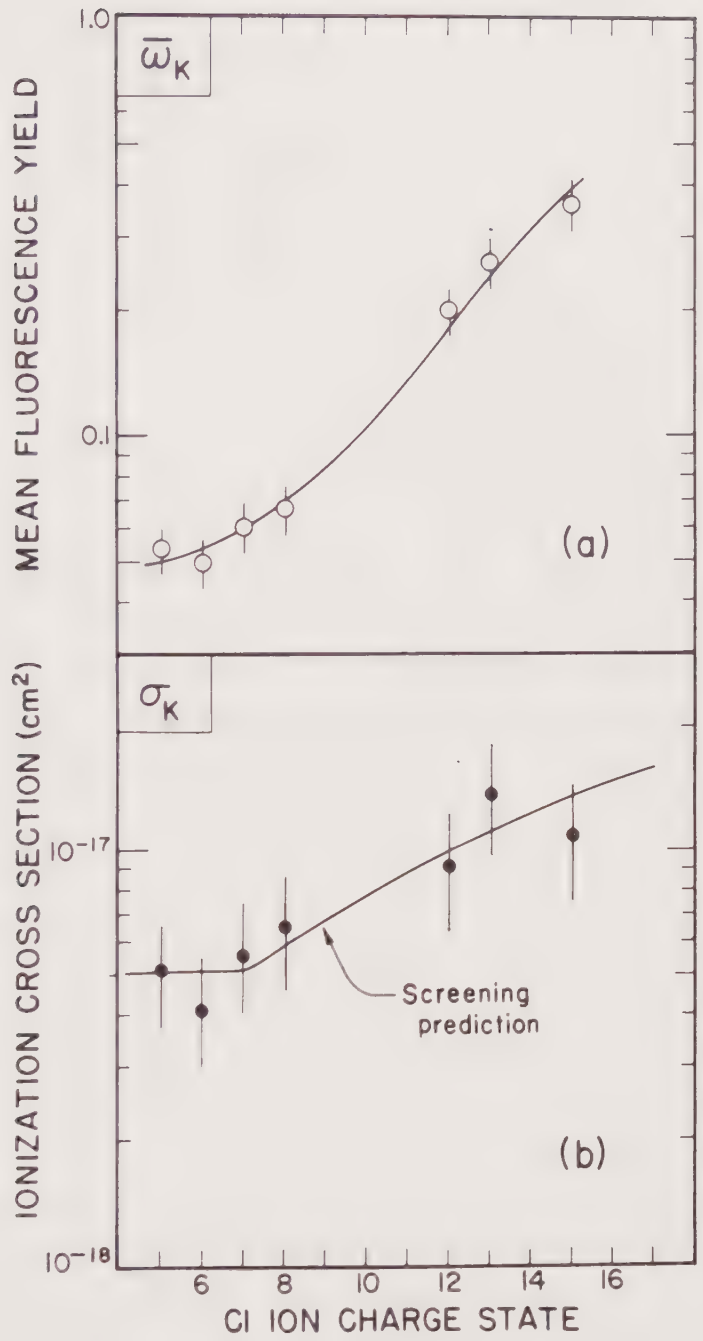


Fig. 25 Fluoreszenzausbeute und K-Schalen Ionisationsquerschnitte von Ne als Funktion der Projektilladung in 50 MeV Cl^{n+} + Ne Stößen

Unter der Annahme, daß experimentell bestimmte Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K(i)$ für die einzelnen Elektronenkonfigurationen unabhängig von der Art des Projektils sind, können die in Tabelle VII angegebenen $\bar{\omega}_K(i)$-Werte zur Analyse der vorliegenden Cl^{n+} + Ne Messungen benutzt werden. Mit Hilfe der $\bar{\omega}_K(i)$-Werte und relativen Satellitenlinienintensitäten R_i aus hochaufgelösten mit Cl^{n+}-Ionen angeregten Neon-K-Röntgenspektren von Brown et al. (Br 74) lassen sich nach der Beziehung (11) im Abschnitt 2.3 mittlere Fluoreszenzausbeuten bestimmen und mit den direkt gemessenen vergleichen. Die von(Br 74) mit Hilfe theoretischer $\bar{\omega}_K(i)$-Werte berechneten $\bar{\omega}_K$ von Neon ($\bar{\omega}_K^*$ in der Tabelle VIII) weichen für höhere Projektilladungszustände erheblich ab. Diese Abweichungen entsprechen denen von (Mat 74) und (Sto 74) gezeigten Abweichungen zu empirisch bestimmten $\bar{\omega}_K(i)$-Werten (Abschnitt 5.5). Unter Benutzung letzterer ergeben sich mittlere Fluoreszenzausbeuten ($\bar{\omega}_K^{**}$ in der Tabelle VIII), die für Cl^{13+}- und Cl^{11+}-Ionen im Bereich des Fehlers von 25% für die hier dargestellten, gemessenen $\bar{\omega}_K$ liegen. Eine Abweichung ergibt sich für das $\bar{\omega}_K$ zum Projektilladungszustand 7+. Der gemessene Wert beträgt 0,067, während sich der empirisch bestimmte Wert zu 0,117ergibt. Dieser Diskrepanz würde eineweniger stark mit der Projektilladung ansteigende mittlere Fluor-Ausb. entsprechen. Die Abhängigkeit der K-Schalen-Ionisation von den Ladungszuständen ist ebenfalls in Fig. 25 gezeigt. Verschiedene Autoren (Mo 73, 74; Ma 73; Br 74) haben auf die Möglichkeit eines "inner shell capture"-Prozesses hingewiesen. Bei 50 MeV Cl^{n+} + Ne mag das Anwachsen von σ_K mit dem Ladungszustand alternativ auf eine Änderung der Abschirmung der Projektilkernladung zurückzuführen sei. Aus Stoßparameterberechnungen nach der Theorie der Zweierstöße von (Han 73) folgt, daß bei 50 MeV Cl^{n+}die Neon-K-Schalen-Ionisation hauptsächlich bei einem Stoßparameter von 0,15 Å erfolgt. Diese Entfernung entspricht ungefähr dem Radius der L-Schale der Cl-Ionen (ca. 2 x Neon-K-Radius). Daher ist anzunehmen, daß eine Elektronenabschirmung eine Rolle spielt. Dies ist aus Fig.25

(unteres Bild) ersichtlich. Von den Projektilladungszuständen an, bei denen Elektronen aus der L-Schale des Projektils fehlen, setzt ein Anstieg von σ_K ein. Fehlen dagegen Elektronen aus der M-Schale des Cl-Ions so bleibt σ_K konstant. Daraus ist ersichtlich, daß die Elektronen der M-Schale hinsichtlich der Abschirmung keine Rolle spielen. Dies ist auch aus einem Vergleich der verschiedenen Schalenradien (M-Schale des Chlor und K-Schale des Neon) zu erwarten. Vernachlässigt man die Beiträge der M-Schale, so kann der Abschirmeffekt durch Anpassen der experimentellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_o(Z_1 - \alpha n_{KL})^2/Z_1^2$ getestet werden. Dabei ist n_{KL} die Anzahl der K- und L-Elektronen des Projektils und α eine effektive Abschirmkonstante für die Kernladung Z_1 = 17. σ_o ist der Wirkungsquerschnitt für den Projektilkern. Das Resultat ist in Fig. 25 dargestellt mit α = 0,75 und $\sigma_o = 1{,}6 \times 10^{-17}$ cm^2. Ferner ist es interessant, daß σ_o mit den Voraussagen der BEA (Theorie des Zweierstoßes) für Z_1 = 12 übereinstimmt; dem mittleren Ladungsgleichgewicht von Cl = 50 MeV (Ma 73; Han 73).

6. Schlußfolgerung

Aus simultanen Messungen von Auger- und Röntgenspektren wurden mittlere Fluoreszenzausbeuten $\bar{\omega}_K$ für die K-Schale des Neon in atomaren Stößen mit Protonen und Heliumionen ermittelt. Es wurde für Protonen gezeigt, daß die im Energiebereich von 100 keV bis 5 MeV bestimmten $\bar{\omega}_K$-Werte mit fallender Projektilenergie um etwa 12% ansteigen. Der bei 5 MeV bestimmte Wert für $\bar{\omega}_K$ beträgt (0.016 ± 0.003). Die im Energiebereich von 100 - 600 keV durchgeführten Messungen mit He^+-Ionen ergaben eine Erhöhung von 20% gegenüber den Werten aus den Messungen mit Protonen entsprechender Energie.

In Stößen von Protonen verschiedener Energien mit Neon wurde eine starke Energie-Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für gleichzeitige Leerstellenerzeugung in der L-Schale und der K-Schale des Targetatoms gezeigt. Dies ergab sich aus einer Analyse der Energielagen und der relativen Intensitäten von Satellitenlinien in hochaufgelösten Emissionsspektren. Aus der Änderung der relativen Satellitenlinienintensitäten ergibt sich eine Änderung der mittleren Anzahl von Leerstellen in der L-Schale des Neonatoms von 0.3 auf 0.8 mit einer von 5 auf 0.1 MeV verringerten Protonenenergie. Dieser Variation des mittleren Ladungszustandes entsprechen Konfigurationen mit maximal drei Leerstellen in der L-Schale des Neons.

Ein Zusammenhang zwischen dem beobachteten Anstieg der mittleren Fluoreszenzausbeute und dem der Satellitenlinienintensitäten in den Emissionsspektren, konnte im Protonenfall durch eine Analyse hochaufgelöster Emissionsspektren gezeigt werden.

Aus den Satellitenlinienintensitäten in hochaufgelösten Auger- und Röntgenemissionsspektren konnten empirisch $\bar{\omega}_K(i)$-Werte für i = 0, 1, 2 mit Hilfe der gemessenen mittleren Fluoreszenzausbeuten bestimmt werden. Dabei wurden empirisch bestimmte Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung einzelner Leerstellenverteilungen benutzt.

Diese Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe einer Binominalverteilung für die Wahrscheinlichkeit der Leerstellenerzeugung in den äußeren Atomschalen ermittelt. Der Vergleich mit den theoretischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werten zeigt, daß die mit nichtrelativistischen Hartree-Fock-Rechnungen bestimmten theoretischen Werte um etwa 10% tiefer liegen. Eine nicht richtig durchgeführte Mittelung über die Multiplett-Anfangszustände in der Bestimmung der theoretischen Werte (Bha 73d), macht sich bei den durch Protonen erzeugten Konfigurationen offensichtlich kaum bemerkbar. Die empirisch bestimmten Werte für $\bar{\omega}_K(i)$ stimmen gut mit den von Stolterfoht et al. (Sto 74e) aus einer Analyse hochaufgelöster Emissionsspektren überein. Die dort analysierten Spektren wurden durch Stoßprozesse mit 50 MeV O^{5+}-Ionen auf Neon erzeugt. Bei diesen Stößen wird im Mittel eine wesentlich höhere Anzahl an Leerstellen erzeugt. Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß dort erhebliche Abweichungen für Leerstellenkonfigurationen von experimentellen und theoretischen Werten festgestellt wurden. Die theoretischen $\bar{\omega}_K(i)$-Werte weichen für Konfigurationen mit mehr als 5 Leerstellen in der L-Schale von den empirisch bestimmten bis zu 50% ab. Die Ursache für diese Diskrepanz liegt hier sehr wahrscheinlich in der inkorrekten Mittelung über einzelne Multiplett-Anfangszustände bei den theoretischen Werten. Da die spektroskopische Auflösung im allgemeinen für genaue Aussagen nicht ausreicht, müssen Annahmen über die Besetzung der vorkommenden Multipletts gemacht werden. Es wurde durchweg eine statistische Besetzung der Multipletts angenommen. Die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten scheint diese Annahme zu bestätigen. Es wurde jedoch bereits in der Literatur (Bha 74a) bei Untersuchungen der ^1P- und ^3P-Zustände der ($1s^1\ 2s^1\ 2p^5$) Konfiguration darauf hingewiesen, daß diese Annahme unsicher ist. Messungen höchstaufgelöster Auger-Spektren können zur Lösung dieser Frage dienen.

Mit den aus Messungen mit 300 keV H^+ + Ne bestimmten $\bar{\omega}_K(i)$-Werten konnte die gemessene Energieabhängigkeit von $\bar{\omega}_K$ (100 keV - 5 MeV H^+ + Ne) reproduziert werden. Dies bestä-

tigt wiederum das zur Bestimmung für $\bar{\omega}_K(i)$ verwendete Verfahren. Als Ursache für die von (Mo 73; Na 73) beobachtete starke Abhängigkeit von Röntgenemissionsquerschnitten in Atomstoßprozessen mit schweren Ionen vom Projektilladungszustand, wurde eine entsprechende Änderung der Fluoreszenzausbeute und des Gesamtionisationsquerschnittes gefunden. Es wurde dazu das Stoßsystem Cl^{n+} + He untersucht. Das Ergebnis zeigt deutlich, daß bei jedem Vergleich experimenteller und theoretischer Röntgenemissionsquerschnitte die Änderung der Fluoreszenzausbeute (die in einigen Fällen sehr groß werden kann) in Rechnung gestellt werden muß. Es wurde für die verwendeten 50 MeV Cl^{n+}-Ionen gezeigt, daß bei einer Variation des Ladungszustandes von n = 5+ bis n = 15+ der Anstieg von σ_X um einen Faktor 20 auf ein entsprechendes Ansteigen von $\bar{\omega}_K$ um einen Faktor von 7.2 zurückzuführen ist. Um die Änderung in σ_X und σ_A abschätzen zu können, ist es erforderlich, den Anteil der Zustände mit großen $\bar{\omega}_K(i)$ -Werte zu kennen. Es erhebt sich die Frage, ob die dabei verwendeten $\bar{\omega}_K(i)$-Werte, für die individuellen Ladungszustände, für beliebige Projektile relevant sind. Bhalla et al. (Bha 74) haben bei der Untersuchung der ^1P- und ^3P-Zustände gefunden, daß die Bevölkerung dieser Zustände unabhängig vom Anregungsprozeß ist (0.25 MeV H^+, 1.0 MeV He^+, 30 MeV O^{5+}). Läßt sich diese Beobachtung verallgemeinern, so kann man erwarten, daß die Fluoreszenzausbeute für einen bestimmten Ladungszustand unabhängig vom Projektil ist. Unter dieser Voraussetzung wurden mit den in Tabelle VII angegebenen $\bar{\omega}_K(i)$-Werten empirisch mittlere Fluoreszenzausbeuten bestimmt. Für die zu den Cl-Projektilladungszuständen 11+ und 13+ direkt gemessenen $\bar{\omega}_K$ konnte eine Übereinstimmung mit den empirisch bestimmten $\bar{\omega}_K$ gezeigt werden. Die Abweichung empirischer von gemessenen $\bar{\omega}_K$-Werten für Cl^{7+}, läßt sich möglicherweise durch Abweichungen von der Annahme, daß die Anregungsprozesse unabhängig vom Projektil sind, erklären. Eine andere Erklärung liegt in der experimentellen Unsicherheit bei der Bestimmung der

R_i-Werte. Die Autoren (Br 74) führten die Messungen mit einem relativ hohen Gasdruck im Streuzentrum durch. Auf Grund von Umladungsprozessen ist es möglich, daß die Ladung der Projektilionen höher war, als sie angenommen wurde.

Anhang:

Bemerkungen zur Feinstrukturaufspaltung in hochaufgelösten Ne-K-Röntgen- und Auger-Spektren

Die in Fig. 2 und Fig. 17 dargestellten durch Protonen und schwere Ionen erzeugten Ne-K-Röntgenspektren weisen eine Anzahl energetisch aufgelöster Linien auf. Die Linien werden als Übergänge zu verschiedenen Leerstellenanfangsverteilungen mit KL^i mit einer Leerstelle in der K-Schale und i Leerstellen (i = 0,1, ... 7) in der L-Schale interpretiert. Diese verschiedenen Konfigurationen werden durch den von Projektilenergie und -art abhängigen Grad der Mehrfachionisation bestimmt. Die Intensität in jeder Linie stellt eine Summation über Intensitäten unaufgelöster Linien bezüglich einzelner Multiplettanfangszustände zur jeweiligen Leerstellenkonfiguration KL^i dar. Die Energielagen für alle der Feinstrukturaufspaltung entsprechenden, erlaubten Dipolübergänge wurden von (Mat 74e) berechnet. Bei den Rechnungen handelt es sich um Hartree-Fock-Rechnungen, die unter Verwendung eines Computer-Programms von C.O. Froese-Fischer et al. (Fis 69) durchgeführt wurden. Kaufman et al. (Kau 74b) hat mit Hilfe der Ergebnisse aus diesen Rechnungen näherungsweise relative Übergangswahrscheinlichkeiten für die zu jedem Ionisationsgrad i möglichen Röntgenübergänge berechnet. Die unterschiedlichen Anteile der einzelnen Multipletterme wurden dabei nach Ausdrücken von Condon und Shortly (Co 69) bestimmt. Die Linien für jeden Ionisationszustand wurden auf die Linie mit der größten Übergangswahrscheinlichkeit normiert. Das Ergebnis ist in Fig. 26 dargestellt. Für die meisten Konfigurationen sind die zugehörigen Linien um eine mittlere Energie gruppiert. Einige Linien überlappen jedoch mit denen anderer Ladungszustände. Unter jeder Liniengruppe ist die Energielage und Halbwertsbreite (FWHM) für die in den Röntgenspektren aufgelösten Linien (siehe Fig. 2, 17) eingetragen.

Aus der Darstellung ist zu entnehmen, daß die meisten der Linien innerhalb der gemessenen Halbwertsbreite zu einem bestimmten Ladungszustand liegen. Das bedeutet, daß für die meisten Fälle die Intensität in den gemessenen Linien tatsächlich nahezu die gesamte Röntgenintensität zu dem jeweiligen Ladungszustand darstellt.

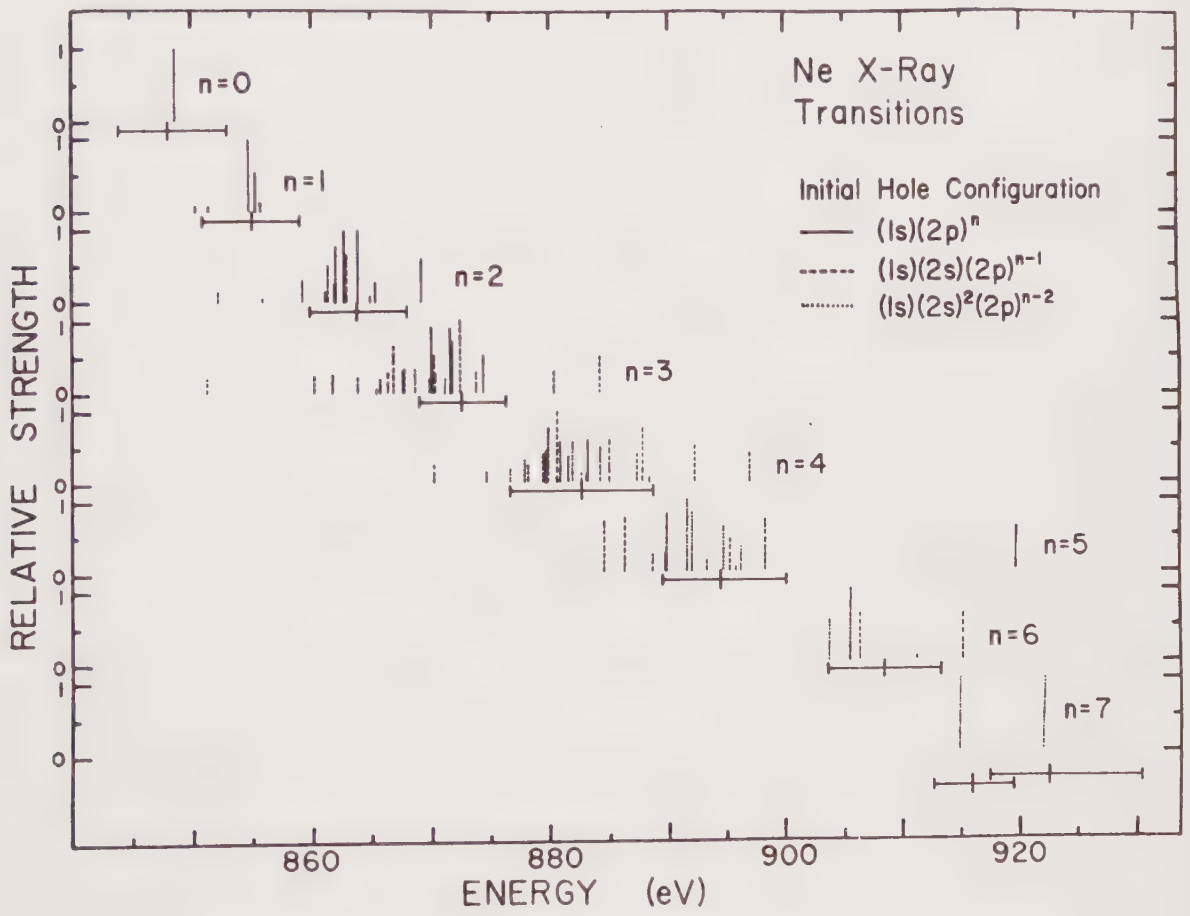


Fig. 26 Energielagen der erlaubten Dipolübergänge für verschiedene Ladungsanfangszustände im Neon

In Fig. 27 sind die Energielagen für die verschiedenen möglichen Auger-Übergänge, die zu verschiedenen primär erzeugten Ladungszuständen des Neonatoms (Ne^{n+}; n = 1-7) gehören, dargestellt. Die Energielagen wurden durch Hartree-Fock-Rechnungen mit dem gleichen Programm, das für die Bestimmung der Energielagen der Röntgenlinien benutzt wurde (Fis 69), berechnet. Fig. 27 wurde einer privaten Mitteilung von (Kau 75) entnommen. Bei den Rechnungen wurden die Energien für Auger-Übergänge zwischen einzelnen Anfangs- und Endkonfigurationen bestimmt. Die Übergangsenergien ergeben sich dann aus der Differenz der Gesamtenergien des Atoms im Anfangs- und Endzustand. Im Gegensatz zu den Röntgenübergängen (Fig. 26) überlappen hier zu den einzelnen Ladungszuständen und verschiedenen Auger-Übergängen gehörende Linien. Dies entspricht der wesentlich komplexeren Linienstruktur in Auger-Spektren als in entsprechenden Röntgenspektren (vgl. Fig. 2). Eine genaue Identifikation und Angabe von Beiträgen der Satellitenlinien, die zu Leerstellenverteilungen höherer Ordnung gehören, ist daher zur Zeit nicht möglich. (vgl. Fig. 2, 30 MeV O^{5+} + Ne).

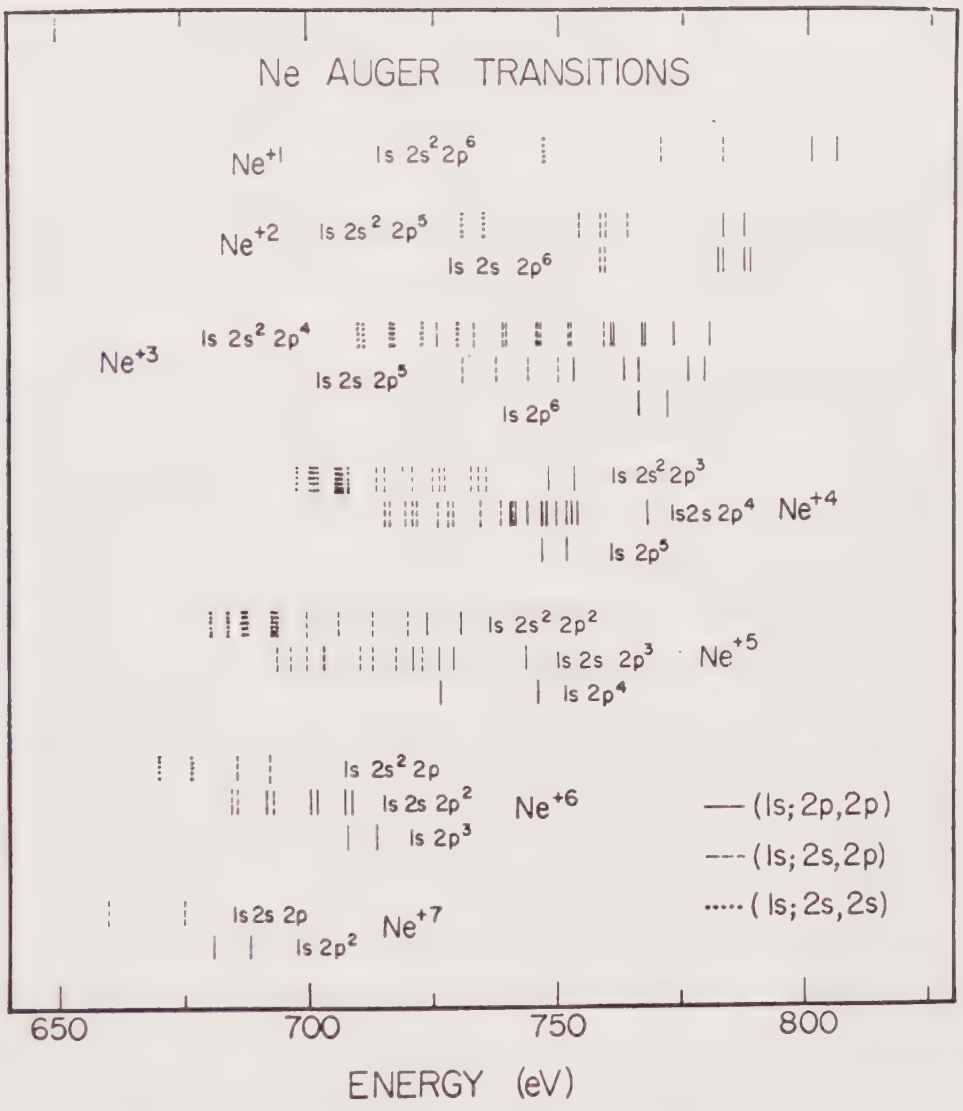


Fig. 27 Energielagen aller möglichen erlaubten Auger-Übergänge für verschiedene Ladungsstände im Neon

Literaturliste

(Ba 13) C. C. Barkla, A. J. Philpot, Phil. Mag. 25, 832 (1913)

(Ba 18) C. C. Barkla, Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser, A 217, 315 (1918)

(Bam 72) W. Bambynek, B. Craseman, R. W. Fink, H. U. Freund, H. Mark, C. D. Swift, R. E. Price, P. Venngopala Rao Rev. Mod. Phys. 44, 716 (1972)

(Bha 73a) C. P. Bhalla and D. L. Walters, Proc. Intl. Conf. Inner-Shall Ionisation Phenomena, ed. by R. W. Fink, S. T. Manson, J. M. Palms, P. Venngopala Rao, U. S. Atomic Energy Commission Report No. Conf. - 720404 (1973) p. 1572

(Bha 73b) C. P. Bhalla and M. Hein, Phys. Rev. Lett. 30, 39 (1973)

(Bha 73c) C. P. Bhalla, Phys. Lett. 44A, 103 (1973)

(Bha 73d) C. P. Bhalla, N. O. Folland and M. Hein, Phys. Rev. A 8, 649 (1973)

(Bha 73e) C. P. Bhalla, Phys. Rev. A 8, 2877 (1973)

(Bha 73f) C. P. Bhalla, Phys. Lett. 46 A, 185 (1973)

(Bha 74a) C. P. Bhalla, D. L. Matthews, C. F. Moore, Phys. Lett. 46 A, 336 (1974)

(Bha 74b) C. P. Bhalla, Proceedings of the IVth International Conference on X-Ray Processes in Matter, edited by T. Åberg, E. Köllne, R. Manne, Physica Feunica, July (1974) p. 45

(Bn 74) M. D. Brown, J. R. Macdonald, P. Richard, J. R. Mowat and I. A. Sellin, Phys. Rev. A 9, 1470 (1974)

(Br 53) C. Broyles, D. Thomas, S. Haynes, Phys. Rev. 89, 715 (1953)

(Bu 72a) D. Burch and H. Swanson, Proceedings of the International Conference on Inner-Shell Ionisation Phenomena, Atlanta (1972), edited by R. W. Fink, St. Manson, I. M. Palms, P. V. Rao, Conf. No. 720404 (USAEC, Washington D. C., 1973) p. 1464

(Bu 72b) D. Burch, W. B. Ingalls, J. S. Risley and R. Heffner, Phys. Rev. Lett. 29, 1719 (1972)

(Bu 73) D. Burch, VIIIth ICPEAC, Invited Lectures and Progress Reports, edited by B. Cobić and M. V. Kurepa (Institute of Physics, Beograde 1973) p. 97

(Bu 74a) D. Burch, N. Stolterfoht, D. Schneider, H. Wieman, J. S. Risley, Phys. Rev. Lett. 32, 1151 (1974)

(Bu 74b) D. Burch, L. Wilets, W. E. Meyerhof, Phys. Rev. 9, 1007 (1974)

(Bu 74c) D. Burch, N. Stolterfoht, D. Schneider, H. Wieman and J. S. Risley (wird veröffentlicht)

(Ca 70) R. K. Cacak, Q. C. Kessel and M. E. Rudd, Phys. Rev. A 2, 1327 (1970)

(Cal 63) E. J. Callan, Bul. Am. Phys. Soc. 7, N 416 (1963(

(Car 70) T. A. Carlson, W. E. Moddeman, M. O. Krause, Phys. Rev. A 1, 1406 (1970)

(Ch 74a) M. H. Chen, B. Craseman, Phys. Rev. A 10, 2232 (1974)

(Ch 74b) M. H. Chen, Proceedings of the IVth International Conference on X-Ray Processes in Matter, edited by T. Åberg, E. Köllne, R. Manne, Physica Feunica, July (1974) p. 250

(Co 59) F. U. Condon and G. H. Shortley, "The Theory of Atomic Spectra", (Cambridge 1959)

(Coa 34) W. M. Coates, Phys. Rev. 46, 542 (1934)

(DeH 66a) F. J. De Heer, J. Schutten, H. Moustafa, Physica 32, 1766 (1966)

(DeH 66b) F. J. De Heer, J. Schutten, H. Moustafa, Physica 32, 1793 (1966)

(DeH 73) F. J. De Heer, Physica 63, 351 (1973)

(Do 73) G. D. Doolen, J. H. McGuire and M. H. Mittleman, Phys. Rev. A 7, 1600 (1973)

(Ed 68) A. K. Edwards, M. E. Rudd, Phys. Rev. 170, 140 (1968)

(Fa 65) U. Fano, Phys. Rev. 140, 67 (1965)

(Fi 66) R. W. Fink, R. C. Jopson, H. Mark, C. D. Swift, Rev. Mod. Phys. 38, 513 (1966)

(Fis 69) C. F. Fischer, Comp. Phys. Commun. 1, 151 (1969)

(Fo 72) R. J. Fortner, R. C. Der. T. M. Kavanagh, J. D. Garcia, J. Phys. B 5, L 73 (1972)

(Ga 74) H. Gabler, Thesis, Hahn-Meitner-Institut, Berlin, (1974)

(Gar 70) J. D. Garcia, Phys. Rev. A 1, 280 (1970)

(Gar 73) J. D. Garcia, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh, Rev. Mod. Phys. 45, 111 (1973)

(Ha 73) K. G. Harrison. H. Tawara and F. J. De Heer, Physica 66, 16 (1973)

(Han 73) J. S. Hansen, Phys. Rev. A 8, 822 (1973)

(Has 72) J. M. Hansteen, O. P. Mosebeck, Phys. Rev. Lett. 29, 1361 (1972)

(Her 63) F. Herman and S. Skillman, Atomic Structure Calculations, (Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. Y. 1963)

(Ho 62) J. W. Hooper, D. S. Harmer, D. W. Martin, E. W. Daniel, Phys. Rev. 125, 2000 (1962)

(Jo 63) J. L. Jones, K. W. Paschen, J. B. Nicholson, Applied Optics, Vol. 2, 9; 956 (1963)

(Joh 31) H. H. Johann. Z. Physik 69, 185 (1931)

(Jos 33) T. Johansson, Z. Physik 82, 507 (1933)

(Kau 73) R. L. Kaufman, F. Hopkins, C. W. Woods and P. Richard, Phys. Rev. Lett. 31, 621 (1973)

(Kau 74a) R. L. Kaufman. C. W. Woods, K. A. Jamison and P. Richard, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 7, 11; L 335 (1974)

(Kau 74b) R. L. Kaufman. C. W. Woods. K. A. Jamison, (wird veröffentlicht)

(Kau 75) R. L. Kaufman (private Mitteilung)

(Ke 73) Q. C. Kessel and B. Fastrup, Case Studies in Atomic Physics 3, Eds. E. W. McDaniel and M. C. McDowell (North Holland Publishing Comp., Amsterdam) (1973) p. 137

(Kö 66) K. Körber, W. Mehlhorn, Z. Physik 191, 217 (1966), W. Mehlhorn, I. Stahlherm and H. Verbeck, Z. Naturf. 23 A, 287 (1966)

(Ko 71) V. O. Kostroun, M. H. Chen, B. Craseman, Phys. Rev. A 3, 533 (1971)

(Kn 72) A. R. Knudson, P. G. Burkhalter and D. J. Nagel, in (Bu 72a) p. 1675

(Kr 70) M. O. Krause et al., Phys. Lett. 31 A, 81 (1970)

(Kr 71a) M. O. Krause, T. A. Carlson, W. E. Moddeman, J. de Phys. C 4, 67 (1971)

(Kr71b) M. O. Krause, T. A. Carlson, W. E. Moddeman, J. de Phys. C 4, 139 (1971)

(La 71a) F. B. Larkins, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 4, 14 (1971)

(La 71b) F. B. Larkins, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. B 4, L 29 (1971)

(Lan 73) A. Langenberg, J. van Eck, in (Sto 73a) p. 736, Phys. Rev. Lett. 30, 71 (1973)

(Li 62) M. A. Listengarten, I Z. V. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 26, 182 (1962) (Bull. Acad. Sci. USSR, Phys., Columbia Tech. Transl. 26, 182 (1962))

(Ma 73) J. R. Macdonald, L. Winters, M. D. Brown, T. Chiao and L. D. Ellsworth, Phys. Rev. Lett. 29, 1291 (1973)

(Mat 73a) D. L. Matthews, B. M. Johnson, J. J. Mackey, C. F. Moore, Phys. Lett. 45 A, 447 (1973)

(Mat 73b) D. L. Matthews, B. M. Johnson, J. J. Mackey, C. F. Moore, Phys. Rev. Lett. 31, 1331 (1973)

(Mat 74a) D. L. Matthews, C. F. Moore, D. Schneider, Phys. Lett. 48 A, 27 (1974)

(Mat 74b) D. L. Matthews, B. M. Johnson, L. E. Smith, J. J. Mackey and C. F. Moore, Phys. Lett. 48 A, 93 (1974)

(Mat 74c) D. L. Matthews, B. M. Johnson and C. F. Moore Phys. Rev. 10, 451 (1974)

(Mat 74d) D. L. Matthews, B. M. Johnson, G. W. Hoffmann and C. F. Moore, submitted to Phys. Lett., (July 1974)

(Mat 74e) D. L. Matthews, B. M. Johnson, J. J. Mackey, L. E. Smith, W. Hodge and C. F. Moore, Phys. Rev. A 10, 1177 (1974)

(McG 69) E. J. McGuire, Phys. Rev. 185, 1 (1969)

(McG 70) E. J. McGuire, Phys. Rev. A 2, 273 (1970)

(McG 72a) E. J. McGuire, Phys. Rev. A 5, 1043 (1972)

(McG 72b) E. J. McGuire, Phys. Rev. A 5, 1052 (1972)

(Mc 73a) J. H. McGuire, P. Richard, Phys. Rev. A 8, 1374 (1973)

(Mc 73b) J. H. McGuire, Phys. Rev. A 8, 2760 (1973)

(Mc 74a) J. H. McGuire, K. Omidvar, Phys. Rev. A 10, 182 (1974)

(Mc 74b) J. H. McGuire, private Mitteilung (1974)

(Mo 73) J. R. Mowat, I. A. Sellin, D. J. Pegg, R. S. Peterson, M. D. Brown and J. R. Macdonald, Phys. Rev. Lett. 30, 1289 (1973)

(Mo 74) J. R. Mowat, I. A. Sellin, P. M. Griffin, D. J. Pegg and R. S. Peterson, Phys. Rev. A 9, 644 (1974)

(Og 72) G. N. Ogurtsov, Rev. Mod. Phys. 44, 1 (1972)

(Ru 55) R. A. Rubenstein and J. N. Snyder, Phys. Rev. 97, 1653 (1955)

(Rud 72a) M. E. Rudd, J. H. Macek, Case Stud. Atom. Phys. 3, 47 - 136 (1972), North Holland Publ. Co.

(Rud 72b) M. E. Rudd in (Bu 72a) p. 1485

(Sa 70) F. W. Saris and D. Onderdelinden, Physica 49, 441 (1970)

(Sa 71) F. W. Saris, Physica 52, 290 (1971)

(Sa 72) F. W. Saris, Proceedings of the VIIth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions. Invited Talks and Progress Reports, edited by T. R. Govers and F. J. de Heer (North Holland, Amsterdam, 1972)

(Sch 73) D. Schneider, D. Burch and N. Stolterfoht, VIIIth ICPEAC, Abstract of Papers, edited by B. Cobić and M. V. Kurepa (Institute of Physics, Beograde) (1973) p. 729

(Scha 73) K. H. Schartner, H. Schäfer and R. Hippler, Phys. Lett. 46 A, 31 (1973)

(Schr 65) B. L. Schram, F. J. De Heer, M. J. Van der Wiel, J. Kistenmaker, Physica 31, 94 (1965)

(Sta 68) D. Stahlherm, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster, (1968)

(Sto 71a) N. Stolterfoht, Dissertation, Hahn-Meitner-Institut, Berlin (1971)

(Sto 71b) N. Stolterfoht, Z. Physik 248, 81, 92 (1971)

(Sto 72) N. Stolterfoht, Phys. Lett. 41 A, 400 (1972)

(Sto 73a) N. Stolterfoht, VIIIth ICPEAC, Invited Talks and Progress Reports, edited by B. Cobić and M. V. Kurepa (Institute of Physics, Beograde) (1973) p. 117

(Sto 73b) N. Stolterfoht, D. Schneider, U. Leithäuser, Frühjahrstagung in Stuttgart (1973), Deutsche Physikalische Gesellschaft

(Sto 73c) N. Stolterfoht, H. Gabler, U. Leithäuser, Phys. Lett. 45 A, 351 (1973)

(Sto 73d) N. Stolterfoht, F. J. De Heer and J. van Eck, Phys. Rev. Lett. 30, 1159 (1973)

(Sto 73e) N. Stolterfoht, D. Schneider and K. G. Harrison, Phys. Rev. A 8, 5 (1973)

(Sto 74a) N. Stolterfoht, D. Schneider, D. Burch, H. Wieman, J. S. Risley, Frühjahrstagung in Stuttgart (1974), Deutsche Physikalische Gesellschaft

(Sto 74b) N. Stolterfoht, D. Schneider, P. Ziem, Phys. Rev. A 10, 181 (1974)

(Sto 74c) N. Stolterfoht, D. Schneider, D. Burch, Proceedings of the IVth International Conference on Atomic Physics, July (1974) p. 643, Ruprecht-Karl-Universität, Heidelberg, Germany

(Sto 74d) N. Stolterfoht, D. Schneider, D. Burch, H. Wieman, J. S. Risley, International Conference on X-Ray Processes in Matter, July (1974), p. 44, Helsinki, University of Technology, Otaniemi, Finland

(Sto 74e) N. Stolterfoht, D. Schneider, P. Richard, R. L. Kaufmann, Phys. Rev. Lett. 33, 1418 (1974)

(Sto 75) N. Stolterfoht, D. Schneider, D. Burch, B. Fastrup, (wird veröffentlicht)

(Ta 73a) H. Tawara, C. Foster, F. J. De Heer, Phys. Lett. 43 A, 266 (1973)

(Ta 73b) H. Tawara, K. G. Harrison, F. J. De Heer, Physica 63, 351 (1973)

(Th 73) R. S. Thoe and W. W. Smith, Phys. Rev. Lett. 30, 525 (1973)

(To 71) L. H. Toburen, Phys. Rev. A 3, 216 (1971)

(To 72) L. H. Toburen, Phys. Rev. A 5, 2482 (1972)

(Vo 70) D. J. Volz and M. E. Rudd, Phys. Rev. A 2, 1395 (1970)

(Wa 71) D. L. Walters, C. P. Bhalla, Phys. Rev. A 3, 519 (1971)

(Wat 73) R. L. Watson and L. H. Toburen, Phys. Rev. A 7, 1853 (1973)

(Wi 73) L. M. Winters, J. R. McDonald, M. D. Brown, L. D. Ellsworth, T. Chiao, Phys. Rev. A 7, 1276 (1973)

Die vorliegende Arbeit entstand in der Arbeitsgruppe Atomphysik im Bereich Kern- und Strahlenphysik des Hahn-Meitner-Institutes für Kernforschung in Berlin.

Ich bin all denen dankbar verbunden, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. N. Stolterfoht für die Betreuung dieser Arbeit. Er unterstützte mich durch vielfältige Diskussions- und Interpretationsbeiträge. Außerdem möchte ich ihm für die enge experimentelle Zusammenarbeit bei einer Vielzahl, auch außerhalb des Rahmens dieser Arbeit durchgeführten Experimente danken.

Herrn Dr. D. Burch bin ich dankbar verbunden für experimentelle Hilfe, sowie für Interpretationsbeiträge bezüglich der Messungen, die an der Universität von Washington, Seattle, USA, durchgeführt wurden.

Herrn Prof. C.F. Moore und Herrn Dr. D.L. Matthews danke ich für die Zusammenarbeit bei den Messungen hochaufgelöster Ne-K-Röntgenspektren an der Universität von Texas, Austin, USA.

Herrn Dipl. Phys. D. Ridder möchte ich für hilfreiche Beiträge bei der Datenaufbereitung durch Computerprogramme danken. Herrn U. Stettner danke ich für umfangreiche technische Hilfe bei vielen Experimenten.

Besonders möchte ich meiner Frau Christa für die stets großzügige Unterstützung während meines vielschichtigen Bildungsweges danken.

Lebenslauf

Am 27. Januar 1943 wurde ich als Sohn des Kaufmannes Herbert Schneider und seiner Ehefrau Margarete geb. Gabriel, in Berlin geboren.

Nach dem Besuch einer Oberschule Technischen Zweiges von 1955 bis 1959 bestand ich die Mittlere Reife und erlernte danach den Beruf eines Maschinenschlossers. Nach einer verkürzten Lehrzeit von 2 1/2 Jahren übte ich in verschiedenen Industriebetrieben von 1961 bis 1967 unterschiedliche technische Tätigkeiten aus. Dabei absolvierte ich eine berufsbegleitende dreijährige Ingenieurausbildung und bestand 1964 die Prüfung als Maschinenbauingenieur.

Bis 1967 bereitete ich mich nebenberuflich autodidaktisch auf die Hochschulreifeprüfung als Extraneer vor, die ich im Frühjahr 1968 in Berlin bestand. Das Studium der Physik und Mathematik hatte ich bereits im Sommer 1967 an der Freien Universität Berlin begonnen. Im Herbst 1969 bestand ich die Vordiplomprüfung in Phsyik. Nach einer experimentellen Diplomarbeit am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung auf dem Gebiet der nuklearen Festkörperphysik über den "Mößbauereffekt in festem Xenon" legte ich im Dezember 1971 die Diplomprüfung im Hauptfach Physik ab.

Seitdem bin ich als wissenschaftlicher Angestellter im Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung (Sektor Kern- und Strahlenphysik)tätig und arbeite auf dem Gebiet der Ionisation innerer Schalen in Atomstoßprozessen.